

ORSAY
Série A, n°
N° d'ordre :
738

T H E S E

PRESENTÉE

A L'UNIVERSITE DE PARIS - SUD
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Antoine TELLEZ - ARENAS

CONTRIBUTION A L'ETUDE EXPERIMENTALE
DES ETATS EXCITES DE 40, 42, 44, 48 Ca

Soutenue le 4 février 1971, devant la Commission d'Examen

MM. M. RIOU Président

M. LEFORT

A. MESSIAH Examineurs

R. BALLINI

ORSAY
Série A, n°
N° d'ordre :
738

T H E S E

PRESENTEE

**A L'UNIVERSITE DE PARIS - SUD
CENTRE D'ORSAY**

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Antoine TELLEZ - ARENAS

**CONTRIBUTION A L'ETUDE EXPERIMENTALE
DES ETATS EXCITES DE 40, 42, 44, 48 Ca**

Soutenue le 4 février 1971, devant la Commission d'Examen

MM. M. RIOU

Président

M. LEFORT

A. MESSIAH

Examineurs

R. BALLINI

1925
Vol. 4
No. 1
1925

THE

REVUE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ETUDES

DE LA CHIMIE

LE CHIMIE DE LA CHIMIE ET DES CHIMIES

1925

ANNUAIRE TELLE-ARENAS



CONTRIBUTION A L'ETUDE EXPERIMENTALE
DES ETATS LICHES DE 10. 12. 44. 48. 52

Extrait de la Revue de Chimie de 1925, tome 4, page 101

Paris

M. M. RICH

M. LEBERT

A. HERBET

R. BALLE

Remerciements

Monsieur A. Messiah, Chef du Département de Physique Nucléaire de Saclay, et Monsieur E. Cotton, Chef du Service de Physique Nucléaire à Basse Energie, ont bien voulu me permettre de travailler dans les laboratoires qu'ils dirigent. J'ai pu le faire parce que mes collègues de la faculté des sciences d'Orléans ont accepté ma présence intermittente à la faculté. Je les en remercie.

L'intérêt que je porte à ce travail, c'est Monsieur R. Ballini qui l'a éveillé, puis entretenu par de nombreuses discussions auxquelles ont participé parfois Monsieur N. Cindro, ainsi que divers membres du Service de Physique Théorique de Saclay. Si j'ai quelques qualités de physicien, c'est à eux qu'elles sont dues.

Les résultats présentés dans ce mémoire ont été obtenus grâce aux efforts de R. Ballini, P. Beuzit, F. Degraeve, J. Delaunay, J.P. Fouan, J.P. Passérieux et H. Ronsin qui ont directement participé aux expériences, de Mademoiselle Doury qui a fabriqué les cibles, de l'équipe de maintenance et de conduite de l'accélérateur, du groupe d'électronique, dirigé par Monsieur Pagès, qui a réalisé une part importante de l'appareillage électronique utilisé. Je les remercie.

J.P. Fouan et J.P. Passérieux, en particulier, ont eu la lourde charge de veiller à l'amélioration constante, à la conception, à la réalisation de parties essentielles du matériel expérimental employé. De même, F. Degraeve a imaginé cette multitude de petits détails mécaniques dont la mise au point, souvent ingrate, est indispensable au bon déroulement d'une expérience de physique. Je leur suis très reconnaissant.

Je remercie également Madame P. Gugenberger et ses collaboratrices pour la présentation matérielle de ce fascicule.

Table des Matières

INTRODUCTION	1
<u>Chapitre I</u> - DESCRIPTION SCHEMATIQUE DE QUELQUES METHODES D'APPROXIMATIONS DE LA THEORIE DES NOYAUX	5
1. INTERACTIONS EFFECTIVES	6
1.A. Forme de l'interaction non précisée	7
1.B. Interaction sous forme phénoménologique	8
a) Description particule-trou	8
b) Introduction des quasi-particules	14
c) Deformation du champ moyen	16
2. INTERACTIONS REALISTES	19
3. PROBABILITES DE TRANSITIONS ELECTROMAGNETIQUES	20
<u>Chapitre II</u> - TECHNIQUES ET CONSIDERATIONS EXPERIMENTALES	24
Références du Chapitre II	37
<u>Chapitre III</u> - DISCUSSION	38
1. CLASSIFICATION DES ETATS DE ^{40}Ca A PARTIR DE LEURS PROPRIETES D'EXCITA- TION ET DE DESEXCITATION	39
2. PREVISIONS THEORIQUES A PROPOS DE ^{40}Ca	47
2.A. Groupe I - Structure une particule-un trou	47
2.B. Groupe II - Structure deux particules-deux trous	57
2.C. Groupe III - Structure 2n particules-2n trous	59
2.D. Groupe IV - Structure (2n+1) particules-(2n+1) trous	64

3. ^{42}Ca , ^{44}Ca et ^{48}Ca	65
Références du Chapitre III	73

Table des Matières

APPENDICE A (Figure A 1 à Figure A 20)	113
--	-----

APPENDICE B (Tableau A à Tableau I)	113
---	-----

1. INTRODUCTION	1
1.1. Formes de l'interaction	1
1.2. Interaction sous forme phénoménologique	1
1.3. Interaction particulaire	1
1.4. Interaction des particules	1
1.5. Définition du champ moyen	1
2. INTERACTIONS RÉALISÉES	19
2.1. PROPRIÉTÉS DE TRANSITIONS ÉLECTROMAGNÉTIQUES	20
2.2. TECHNIQUES ET CONSIDÉRATIONS EXPÉRIMENTALES	24
RÉFÉRENCES DU CHAPITRE II	37
CHAPITRE III - DISCUSSION	38
1. CLASSIFICATION DES ÉTATS DE ^{40}Ca À PARTIR DE LEURS PROPRIÉTÉS D'EXCITA- TION ET DE DÉSEXCITATION	39
2. PRÉVISIONS THÉORIQUES À PHASE DE ^{40}Ca	47
2.1. Groupe I - Structure une particule-un trou	47
2.2. Groupe II - Structure deux particules-deux trous	47
2.3. Groupe III - Structure 3a particules-3a trous	49
2.4. Groupe IV - Structure (2n+1) particules-(2n+1) trous	49

INTRODUCTION

Le problème nucléaire est essentiellement celui de l'interaction d'un nombre important de nucléons. Il est difficile pour au moins deux raisons : il n'existe pas de méthode qui permette de traiter exactement un système de N corps en interaction, et de plus la forme précise de celle-ci est inconnue dans le noyau.

Pour esquisser une solution à ce problème, il est nécessaire de disposer d'une description approchée sous forme d'excitations quasi-indépendantes d'états $|\alpha\rangle$, correspondant aux mouvements de particules ou plus généralement de quasi-particules dans un champ moyen.

Les quasi-particules sont choisies de sorte que l'interaction résiduelle v , qui existe encore entre elles une fois construit le champ moyen, soit aussi faible que possible. C'est-à-dire que les états $|\alpha\rangle$ définis par ce champ moyen doivent rendre compte de la plus grande partie de l'énergie du système. L'existence expérimentale d'une sorte de structure en couches dans les noyaux atteste que l'image précédente est une représentation assez bonne de la réalité. Cette image prise sous des formes particulières - champ moyen sphérique ou déformé, excitation de particules ou de quasi-particules etc ... - et abordée à l'aide de différentes approximations, conduit à plusieurs méthodes qui, en principe, ont toutes pour objet l'évaluation de la perturbation v dans l'espace des états $|\alpha\rangle$. Une hypothèse fondamentale de la théorie nucléaire est que les propriétés des noyaux peuvent se déduire de l'interaction nucléon-nucléon. A partir de celle-ci, une méthode self-consistante - du type Hartree-Fock pour les particules et Hartree-Fock-Bogoliubov pour les quasi-particules - permet en principe d'obtenir le champ moyen, les énergies et les états de particules ou de quasi-particules indépendantes, et l'interaction résiduelle, définie par rapport à l'état fondamental déterminé par cette méthode. Cette technique séduisante n'est pratique-

ment pas employée du fait de sa complexité.

Les parties radiales des états $|\alpha\rangle$ sont donc choisies arbitrairement comme produits d'états propres d'un potentiel intermédiaire entre le puits carré et l'oscillateur harmonique. Le puits de Woods-Saxon en est un exemple. Les énergies approximatives des excitations indépendantes sont déterminées expérimentalement si possible, ou considérées comme des paramètres. L'état fondamental de référence est construit dans le cadre du modèle en couches classique, et l'interaction résiduelle v se trouve ainsi définie en fonction de l'interaction nucléon-nucléon V .

Pour éprouver la validité des approximations qui viennent d'être évoquées, et celle des différentes méthodes qui leur sont adaptées, il faut comparer leurs prévisions aux faits expérimentaux qu'elles prétendent décrire. Un premier test est fourni par les spectres en énergie des niveaux excités, ainsi que par leurs spins et parités. Leurs transitions électromagnétiques constituent un test plus sévère que le précédent, car très sensible aux différentes composantes des états qui décrivent les niveaux. Ces comparaisons sont d'abord faites à propos des noyaux qui, pour diverses raisons, sont susceptibles d'être de bons terrains d'expérimentation. Ainsi, les noyaux voisins des couches complètes ont été l'objet de nombreux calculs théoriques et de nombreuses expériences, et en particulier ceux qui se trouvent dans la région des couches $1d$, $1f$ pour deux raisons :

(i) l'importante séparation en énergie de ces couches, qui permet d'espérer pouvoir décrire les niveaux les plus bas en énergie à l'aide d'un petit nombre de configurations ;

(ii) la faible masse des noyaux considérés ; elle autorise leur étude expérimentale à l'aide des particules chargées d'énergie incidente relativement basse fournie par les générateurs électrostatiques du type Van de Graaff, dont le faisceau continu se prête bien aux mesures de coïncidence particules-gamma.

Cependant, pour beaucoup de ces noyaux, les résultats expérimentaux sont très incomplets : le nombre d'états excités n'est pas toujours bien déterminé, même pour des énergies d'excitation faibles, leurs spins et parités sont souvent incertains, leurs modes de désexcitation souvent inconnus. Nous avons voulu compléter et préciser ces informations pour un noyau important et pour quelques uns de ses isotopes : ^{40}Ca dont le nombre de protons, comme celui de neutrons, clôt la couche $1d_{3/2}$.

La technique expérimentale disponible (enregistrement multiparamétrique d'événements coïncidents) est bien adaptée à l'étude simultanée des spectres d'énergie et des transitions électromagnétiques. Pour l'utiliser au mieux, nous

avons choisi une réaction peu sélective afin d'obtenir, en une seule expérience, des renseignements sur - si possible - tous les niveaux d'un noyau donné en dessous d'une certaine énergie. Cette réaction est la diffusion inélastique de protons de 12 MeV effectuée sur ^{40}Ca , ^{42}Ca , ^{44}Ca et ^{48}Ca . Pour chacun de ces noyaux, des informations sur les transitions électromagnétiques sont obtenues pour de nombreux niveaux dont certains étaient inconnus jusqu'alors. Dans ^{48}Ca , les distributions angulaires des protons diffusés permettent d'établir quelques spins.

Disposant de ces informations, nous avons tenté de classer les niveaux en recherchant des propriétés caractéristiques et systématiques de leurs transitions gamma. Ce classement semble possible dans ^{40}Ca et, dans une moindre mesure, dans ^{42}Ca . Nous avons alors abordé l'étude des réactions $^{39}\text{K}(^3\text{He}, d\gamma)^{40}\text{Ca}$, $^{41}\text{K}(^3\text{He}, d\gamma)^{42}\text{Ca}$ et $^{36}\text{Ar}(^7\text{Li}, t)^{40}\text{Ca}$ qui permettent de compléter et de préciser le classement entrepris.

Cette première étape, dans laquelle les rayonnements gamma sont détectés à l'aide d'un cristal NaI(Tl), aboutit donc à deux sortes d'informations : i) les informations individuelles sur des niveaux particuliers d'une part, qui comblent quelques lacunes à propos de ^{40}Ca , ^{42}Ca , ^{44}Ca et ^{48}Ca et permettent dans les cas favorables de confirmer ou d'infirmer certaines prédictions théoriques ; ii) la partition des niveaux de ^{40}Ca jusqu'à 9 MeV d'excitation d'autre part, en quatre groupes bien définis explicables par des arguments raisonnables : niveaux une particule-un trou ou vibrationnel à un quantum d'oscillation, beaucoup de particules-beaucoup de trous de parité positive et négative, deux particules-deux trous ou vibrationnel à deux quanta d'oscillation. Cette partition, fondée sur des critères simples, montre que les niveaux de ^{40}Ca ont probablement un caractère relativement pur. On peut donc espérer qu'une étude détaillée de chacun d'eux fournisse des résultats interprétables par les théories approximatives existantes, et cela jusqu'à au moins 9 MeV d'excitation, ce qui est assez remarquable puisque, dans la plupart des autres noyaux, la situation devient confuse à partir de trois ou quatre MeV.

La seconde étape consiste donc en l'étude des spins, parités, vies moyennes et probabilités de transitions électromagnétiques de chacun des niveaux de ^{40}Ca qui appartiennent à l'un des quatre groupes précédents, afin de confirmer l'existence de celui-ci et de savoir dans quelle mesure il est décrit par les théories existantes. Bien que ^{40}Ca soit un noyau très étudié, ces renseignements ne sont connus que pour moins d'une vingtaine de niveaux sur les soixante dix qui existent en dessous de 9 MeV d'excitation, et ils sont concentrés sur les niveaux de plus basse énergie.

Cette seconde étape exige des mesures de vies moyennes et de corrélations angulaires dans une région à forte densité de niveaux. C'est un travail long,

dont seule la première partie (vies moyennes) est abordée ici.

Nous développons d'abord schématiquement les méthodes théoriques évoquées dans cette introduction, et qui s'appliquent aux noyaux étudiés. Puis nous exposons la technique expérimentale et les informations nouvelles qu'elle permet d'obtenir. Celles-ci sont ensuite discutées et comparées avec les prévisions théoriques.

Chapitre 1

DESCRIPTION SCHEMATIQUE DE QUELQUES METHODES D'APPROXIMATIONS DE LA THEORIE DES NOYAUX

Ce chapitre a pour but de rappeler brièvement les approximations théoriques les plus utilisées dans l'interprétation des résultats expérimentaux relatifs à la spectroscopie des noyaux nucléaires et, plus précisément, des isotopes de ^{40}Ca .

La partie 1) correspond à la méthode fondée sur l'emploi d'une interaction effective, soit que celle-ci n'ait pas de forme précisée (partie 1A), soit qu'elle ait une forme phénoménologique (partie 1B). Cette partie 1B traite de la description particule-trou dans le formalisme de la représentation nombre d'occupation (approximation Tamm-Dancoff et des phases au hasard), et de l'introduction de quasi-particules prenant en compte l'interaction d'appariement. La partie 1C concerne la déformation du champ moyen.

La partie 2) correspond à l'emploi d'une interaction de type réaliste.

La partie 3) traite des probabilités de transitions électromagnétiques calculées à l'aide des états déterminés par les méthodes évoquées dans les parties précédentes.

Une partie du chapitre III (Discussion) est consacrée à la comparaison des prévisions faites à l'aide des méthodes citées dans ce chapitre, et des résultats expérimentaux.

Les calculs théoriques en spectroscopie nucléaire sont basés sur l'hypothèse d'excitations quasi-indépendantes, décrites par des états $|\alpha\rangle$, dans un champ moyen qui rend compte de la plus grande partie des interactions nucléon-nucléon.

Cette hypothèse permet de séparer l'hamiltonien nucléaire en une somme d'énergies de particules ou quasi-particules indépendantes occupant des états définis par le champ moyen, et une interaction résiduelle v entre ces particules ou quasi-particules. De façon générale, cette image est celle d'un modèle en couches qui conduit à l'évaluation des quantités $\langle \alpha' | v | \alpha \rangle$. A l'intérieur de ce modèle fondamental, les états $|\alpha\rangle$ et l'interaction résiduelle sont l'objet de différentes approximations auxquelles sont associés parfois différents formalismes. En fait, il existe principalement deux manières de procéder liées chacune à la nature de l'interaction, qui est choisie "effective" ou "réaliste".

1. Interactions effectives

Dans la plupart des théories, on postule que les propriétés du noyau peuvent se déduire de l'interaction nucléon-nucléon, qui provoque de fortes corrélations à courte portée entre ces nucléons. Ces corrélations ne sont pas représentées dans les fonctions $|\alpha\rangle$ qui ne décrivent donc pas de façon correcte les états du noyau. Ceci s'est d'ailleurs traduit par l'obligation de compléter les premières prévisions faites à l'aide de ces $|\alpha\rangle$ par des règles empiriques, qui sont les conséquences des corrélations négligées. De plus, la présence d'une partie infiniment répulsive à courte portée (cœur dur) dans la plupart des interactions nucléon-nucléon proposées, conduit à des éléments de matrice de ces interactions dans la base $|\alpha\rangle$ qui divergent, ce qui interdit de les traiter par la méthode conventionnelle des perturbations au premier ordre. La divergence de ces éléments de matrice montre que l'action principale du cœur dur est de mélanger entre elles des configurations du modèle des couches correspondant à des énergies très différentes. L'hypothèse de l'interaction effective est la suivante : les effets de cette interaction entre configurations peuvent être approximativement remplacés par l'introduction, dans l'hamiltonien nucléaire, d'une interaction résiduelle modifiée, ajustable grâce à un certain nombre de paramètres, et non singulière, c'est-à-dire à éléments de matrice finis entre fonctions $|\alpha\rangle$. Cette hypothèse étant admise, il reste deux sources principales d'incertitudes : i) le nombre de configurations nécessaires à une description correcte des états étudiés ; ii) la forme de l'interaction effective utilisée. D'où, deux façons de procéder, suivant le genre d'incertitude que l'on veut réduire :

. Soit ne rien préciser sur la forme de l'interaction, sinon qu'elle est à deux corps, et considérer les éléments de matrices $\langle \alpha' | v | \alpha \rangle$ eux-mêmes comme des paramètres. Les incertitudes de type (ii) sont réduites au minimum. La forme détaillée des fonctions $|\alpha\rangle$ n'a pas besoin d'être connue, seul le mode de couplage entre nucléons intervient. Par contre, pour que les résultats obtenus aient un sens, il faut que le nombre de paramètres introduits soit nettement plus petit

que celui des résultats expérimentaux qu'on cherche à reproduire. C'est-à-dire que le nombre de configurations prises en compte doit être faible. Cette méthode est donc assez bien adaptée à l'étude des noyaux dans lesquels les premiers niveaux ont quelques chances d'être décrits avec peu de configurations. C'est le cas, en particulier, de ceux qui correspondent au remplissage complet de la couche $1d_{3/2}$, vu l'énergie importante qui existe entre cette couche et la suivante : $1f_{7/2}$;

. Soit adopter une expression détaillée de l'interaction résiduelle et du champ moyen afin de calculer explicitement les fonctions $|\alpha\rangle$, puis les éléments de matrices considérés en fonction des quelques paramètres intervenant dans l'interaction. Les incertitudes du type (ii) dans ce cas sont grandes, mais le nombre de configurations utilisées n'est limité en principe que par la dimension des matrices à diagonaliser et peut donc être assez important.

La première méthode est étudiée ordinairement dans le formalisme classique qui ne fait appel qu'aux propriétés des opérateurs tensoriels irréductibles, et est exposé notamment dans *Nuclear Shell Theory* de A. de Shalit et I. Talmi et dans *"Irreducible Tensorial Sets"* de V. Fano et G. Racah. Le formalisme de la représentation nombre d'occupation : G. Brown *"Unified Theory of Nuclear Models"*, V. Gillet, *cours Saclay 1964*, A.M. Lane : *"Nuclear Theory"*, est plus adapté à la seconde méthode.

1A. Forme de l'interaction non précisée. L'hamiltonien modèle s'écrit :

$$H(\text{modèle}) = H(\text{coeur}) + V(\text{coulombien}) + H(\text{central}) + v$$

$H(\text{coeur})$ est la partie qui décrit le coeur inerte choisi auquel se rajoutent les nucléons qui lui manquent pour obtenir le noyau étudié. $V(\text{coulombien})$ est le terme d'interaction coulombienne de ces nucléons entre eux et avec le coeur. Ces deux termes sont considérés comme constants pour un noyau donné et peuvent être calculés indépendamment. $H(\text{central})$ décrit le mouvement des nucléons indépendants dans le champ moyen qu'ils engendrent et qui se rajoute à celui créé par le coeur. v est l'interaction résiduelle entre ces nucléons.

Les valeurs théoriques des énergies sont fournies par la diagonalisation de $H(\text{modèle})$ dans la base des fonctions $|\alpha\rangle$. Celles-ci sont des produits correctement antisymétrisés des fonctions d'onde de chacun des nucléons rajoutés au coeur et répartis entre les différentes couches disponibles, par exemple n dans la couche x et m dans la couche y . Les trois premiers termes de $H(\text{modèle})$ ont donc une contribution égale à $E_0 + n\varepsilon(x) + m\varepsilon(y)$, où E_0 est une constante (terme coulombien plus énergie constante du coeur inerte) et les $\varepsilon(i)$ sont les énergies de particule indépendante dans la couche i . Etant donné que, dans un champ

central, les états d'une configuration donnée sont dégénérés, il reste à diagonaliser l'interaction dans la base des fonctions

$$|\alpha\rangle \equiv |\alpha(a,b)\rangle_{JT} = |x^n J_a T_a k_a, y_m J_b T_b k_b\rangle_{JT}$$

(k, nombre de séniorité) correspondant à un spin total J et un isospin total T bien déterminés. Finalement :

$$E(\text{modèle}) = E_0 + n\varepsilon(x) + m\varepsilon(y) + \langle JT | v | JT \rangle$$

avec

$$|JT\rangle = \sum_{a,b} K(a,b) |\alpha(a,b)\rangle_{JT}$$

les $K(a,b)$ résultant de la diagonalisation. Les éléments de matrice de l'interaction résiduelle, $\langle \alpha(c,d) | v | \alpha(a,b) \rangle_{JT}$, peuvent s'exprimer comme une somme d'éléments de matrice à deux corps du type $\langle x,y | v_{12} | x,y \rangle_{J,T}$, où $\langle x^2 | v_{12} | x^2 \rangle_{J,T}$, avec des coefficients qui sont des produits de coefficients de parentage fractionnel (intervenant dans l'expression des $|\alpha\rangle$) et de coefficients "6j" de Racah. Ce sont ces éléments à deux corps qui sont considérés comme des paramètres et ajustés, dans un processus itératif, en même temps que les $\varepsilon(i)$, pour que les valeurs obtenues après diagonalisation fournissent des énergies théoriques $E(\text{modèle})$ aussi proches que possible des énergies expérimentales. Le nombre de ces paramètres (entre dix et vingt environ) oblige à considérer plusieurs noyaux voisins dans la description desquels ils interviennent, afin de disposer d'une masse importante de renseignements expérimentaux tests. Ces paramètres ainsi ajustés doivent, bien sûr, avoir une valeur intrinsèque et pouvoir donner des résultats corrects à propos d'autres noyaux que ceux qui ont servi à les déterminer. Il est possible, de cette manière, de faire des calculs sans degré de liberté sur un noyau particulier, en employant des éléments de matrice trouvés par ailleurs.

1B. Interaction sous forme phénoménologique.

a) *Description particule-trou.*

Il est souvent intéressant, du point de vue des calculs numériques aussi bien que de la physique, d'employer un autre mode de description que celui évoqué au paragraphe précédent, ainsi qu'un autre formalisme.

Considérons un noyau à couches complètes, décrit par l'hamiltonien H, et cherchons l'état $|\rangle$ qui soit une approximation raisonnable de son état fondamen-

tal. La méthode variationnelle indique que l'état $|\lambda\rangle$ doit rendre la fonctionnelle $\langle H \rangle$ stationnaire et minimale. Pour étudier ce problème, il est commode d'introduire le formalisme des opérateurs de création η_m^+ et d'annihilation η_m d'une particule dans l'état m et de choisir la représentation où l'opérateur $N = \sum_m \eta_m^+ \eta_m$ (opérateur nombre d'occupation) est diagonal. Ayant exprimé H à l'aide de ce formalisme dans la base des états construits sur les états individuels $|i\rangle$, on pose :

$$|\lambda\rangle = \prod_{\lambda} b_{\lambda}^+ |0\rangle$$

où $|0\rangle$ est le vide vrai de particule. Le tout est de déterminer les orbites occupées λ - c'est-à-dire les états $|\lambda\rangle = \sum_i C_{\lambda}^i |i\rangle = \sum_i C_{\lambda}^i \eta_i^+ |0\rangle = b_{\lambda}^+ |0\rangle$ - telles que la fonctionnelle $\langle H \rangle$ soit stationnaire et minimale. Le choix des états de particules indépendantes comme classe de fonctions d'essai conduit à la définition de l'hamiltonien à un corps de Hartree-Fock dont les états $|\lambda\rangle$ sont les états propres associés aux valeurs propres e_{λ} . Cet hamiltonien est lui-même défini par une partie de ses états propres, et le problème est donc self-consistent. Les états $|\lambda\rangle$ déterminés, l'énergie de Hartree-Fock $E_0 = \langle H \rangle$ qui constitue une évaluation de l'énergie fondamentale s'obtient immédiatement. De plus, il est possible de mettre l'hamiltonien nucléaire $H = \sum_i t_i + \sum_{i < j} V_{ij}$ (t_i énergie cinétique du i ème nucléon, V_{ij} interaction nucléon-nucléon dans le noyau) sous la forme postulée par le modèle en couches : il suffit de l'exprimer dans la base particulière des états $|\lambda\rangle$:

$$H = E_0 + H_0 + v$$

où $H_0 = \sum_i e_i : \eta_i^+ \eta_i :$ est un hamiltonien de particules indépendantes dans un potentiel moyen dit de Hartree-Fock, et :

$$v = \frac{1}{4} \sum_{ijkl} \langle ij | V | kl \rangle : \eta_i^+ \eta_j^+ \eta_l \eta_k :$$

est l'interaction résiduelle restante.

L'expression " : " signifie produit normal défini par rapport au vide de référence $|\lambda\rangle$. L'état $|\lambda\rangle$ obtenu par la méthode précédente est état propre de l'hamiltonien non perturbé $H-v$, et il constitue donc un point de départ raisonnable pour un calcul de perturbation.

L'étude des noyaux ayant un nombre de nucléons voisin de celui qui correspond à la fermeture de couche se fait plus aisément en adoptant comme vide de référence non pas le vide vrai de particule $|0\rangle$, mais l'état $|\lambda\rangle$ de Hartree-Fock du noyau à couches complètes le plus proche dans lequel tous les états individuels sont occupés jusqu'au niveau de Fermi ϵ_F . Un état "particule" (ou "trou")

correspond à un état occupé (ou vide) au-dessus (ou au-dessous) de ϵ_F . L'utilité de cette description "particule-trou" pour les noyaux voisins des couches complètes tient à l'énergie importante nécessaire pour créer une paire particule-trou, ce qui laisse espérer que les niveaux les plus bas pourront être décrits avec un petit nombre de ces paires.

Considérons d'abord le cas simple d'un noyau à doubles couches complètes. Pour ^{40}Ca par exemple, seuls les états de parité négative sont susceptibles d'être décrits correctement par des configurations particule-trou pures, étant donné que, pour les états de parité positive, il faut s'attendre à un mélange entre les configurations une particule-un-trou correspondant au saut de deux couches majeures, et les configurations deux particules-deux-trous. Ceci suppose le problème de Hartree-Fock résolu, c'est-à-dire que les e_λ et l'état de référence $|>$ sont connus. La façon la plus simple de procéder est de diagonaliser l'hamiltonien H dans la base des états une particule-un trou définis à une phase près par :

$$|Ab>_{JM, TM_T} = \sum_{m_A m_B \tau_A \tau_B} \langle j_A j_B \ m_A -m_B | JM \rangle \left(\frac{1}{2} \frac{1}{2} \ \tau_A -\tau_B | TM_T \right) \eta_A^+ \eta_B |> = A_{Ab}^+ (JM, T \ M_T) |>$$

où A_{Ab}^+ crée une particule au-dessus du niveau de Fermi ϵ_F dans l'état A caractérisé par les spin et isospin j_A et $\frac{1}{2}$, et en détruit une dans l'état b en dessous de ϵ_F . Cet opérateur est tel que $A_{Ab}^+ |> = 0$ pour tout A et b . En prenant l'énergie de Hartree-Fock E_0 comme origine des énergies, le problème aux valeurs propres

$$H |TD>_{JM, TM_T} = E(TD) |TD>_{JM, TM_T} \text{ où } |TD>_{JM, TM_T} = \sum_{Ab} X_{Ab} A_{Ab}^+ (JM, TM_T) |>$$

se réduit donc à la diagonalisation de la matrice A d'éléments :

$$A_{Ab, Cd} = \langle Ab | H - E_0 | Cd \rangle = (e_A - e_b) \delta_{AC} \delta_{bd} + \langle Ab | v | Cd \rangle_{JT},$$

l'élément particule-trou $\langle Ab | v | Cd \rangle$ étant égal, à une phase près, à l'élément de matrice de V , $\langle Ad | V | Cb \rangle$. Cette première méthode est connue sous le nom d'approximation Tamm-Dancoff (T.D.A.). Son défaut principal est de ne pas traiter sur le même plan les états excités et l'état fondamental dont ils sont issus. La conséquence la plus importante est que les états $|TD>$, et en particulier les états $T=0$, bien que plus collectifs que de simples états particule-trou purs, ne rendent pas compte des fortes transitions électromagnétiques observées pour cer-

tains niveaux *. Le fait d'étendre la base dans laquelle H est diagonalisé à des états à beaucoup de particules et beaucoup de trous, ennuyeux en ce qui concerne les calculs numériques, ne modifierait pas le caractère collectif des états $|TD\rangle$ puisque les éléments de matrice de l'opérateur électromagnétique à un corps entre les composantes plusieurs particules-plusieurs trous et l'état fondamental $|\rangle$ seraient nuls.

La méthode des phases aléatoires (R.P.A.) permet de traiter de façon symétrique les états excités et l'état fondamental, en admettant dans ce dernier des excitations de parité positive à $2n$ particules- $2n$ trous du type (A^{2n}, b^{2n}) . Les états excités $|RP\rangle$ construits à partir de ce nouvel état fondamental $|\bar{\rangle}$ sont des superpositions d'états qui en diffèrent par une paire particule-trou en plus ou en moins. La méthode est fondée sur le principe suivant, dit de linéarisation :

Si une suite d'opérateurs $\{A_r\}$ est telle que $[H, A_r] = \sum_s O_{rs} A_s$, il est possible de trouver une suite $Q^+(\alpha) = \sum_r k_r(\alpha) A_r$ telle que $[H, Q^+(\alpha)] = \omega_\alpha Q^+(\alpha)$. Les coefficients $k_r(\alpha)$ et ω_α sont obtenus respectivement comme composantes de vecteur propre et valeur propre de l'équation

$$\tilde{O} \vec{k}(\alpha) = \omega_\alpha \vec{k}(\alpha)$$

(le signe $\sim$ signifiant matrice transposée).

Si l'état fondamental $|\bar{\rangle}$ du système décrit par l'hamiltonien H est associé à l'énergie E_0 , les états $|\alpha\rangle = Q^+(\alpha) |\bar{\rangle}$ sont états propres de H pour la valeur propre $E_0 + \omega_\alpha$. De plus $Q(\alpha) |\bar{\rangle} = 0$ pour tout α . Le problème est donc simple dans son principe : trouver une suite $\{A_r\}$ qui satisfasse approximativement la relation voulue, exprimer la matrice $\tilde{O}$ d'éléments O_{sr} dans une base particule-trou et la diagonaliser, construire les opérateurs $Q(\alpha)$ et $Q^+(\alpha)$ qui définissent l'état fondamental par les relations $Q(\alpha) |\bar{\rangle} = 0$ et les états excités $|\alpha\rangle = Q^+(\alpha) |\bar{\rangle}$. Dans le cadre du modèle particule-trou, les opérateurs A_r sont des fonctions des opérateurs A_{Ab}^+ et A_{Ab} , et la complexité des calculs limite en fait, dans la plupart des cas, les choix possibles à $\{A_r\} \equiv \{A_{Ab}^+\}$ ou bien $\{A_r\} \equiv \{A_{Ab}^+\} + \{A_{Ab}\}$.

. Le choix $\{A_r\} \equiv \{A_{Ab}^+\}$ implique que les opérateurs $Q^+(\alpha)$ sont des fonctions linéaires des A_{Ab}^+ et donc que les opérateurs $Q(\alpha)$ sont des fonctions linéaires des

* Il faut remarquer à ce propos que l'approximation variationnelle qui a servi à déterminer les orbites occupées $|\lambda\rangle$ de l'état de Hartree-Fock $|\rangle$, est beaucoup plus adaptée à la recherche des énergies qu'à celle des fonctions d'onde qui, au point de stationnarité, peuvent être très différentes pour des énergies très voisines. Il en résulte que les caractéristiques physiques autres que les énergies n'ont aucune raison d'être stationnaires pour l'état $|\rangle$ et seront donc probablement médiocrement rendues.

A_{Ab} . La condition $Q(\alpha) \overline{|\rangle} = 0$ pour tout α est satisfaite en posant $\overline{|\rangle} = |\rangle$ puisque les A_{Ab} sont les opérateurs d'annihilation définis justement par rapport au vide de référence $|\rangle$.

Les états excités $|\alpha\rangle = Q^+(\alpha) |\rangle$ sont donc des superpositions d'états une particule-un trou $A_{Ab}^+ |\rangle$, tout comme les états $|\text{TD}\rangle$ introduits précédemment. En fait, les éléments de matrice de l'opérateur symétrique O dans la base particule-trou $|Ab\rangle$ sont égaux à ceux de l'hamiltonien $(H-E_0)$:

$$\gamma_{Ab,Cd} = O_{Ab,Cd} = A_{Ab,Cd}.$$

La méthode de linéarisation se réduit dans ce cas à la méthode de Tamm-Dancoff.

. Explicitement le choix $\{A_r\} \equiv \{A_{Ab}^+\} + \{A_{Ab}\}$ s'exprime par la relation :

$$[H, A_i^+] = \sum_j (O'_{ij} A_j^+ + O''_{ij} A_j)$$

et l'expression adjointe

$$[H, A_i] = - \sum_j (O'_{ij} A_j + O''_{ij} A_j^+)$$

où i par exemple signifie Ab et où les quantités O' et O'' sont choisies réelles. En introduisant le vecteur colonne K de composantes A_i^+ et A_i , ces deux relations s'écrivent symboliquement :

$$[H, K] = OK \text{ avec } O = \begin{pmatrix} O' & O'' \\ -O'' & -O' \end{pmatrix};$$

on obtient immédiatement

$$\langle | [H, A_i^+] | j \rangle = \langle | H | ij \rangle = O''_{ij}$$

et

$$\langle j | [H, A_i] | \rangle = \langle j | H - E_0 | i \rangle = O'_{ij},$$

où $|i\rangle$, par exemple, signifie $|Ab\rangle$. Les éléments de matrice de l'opérateur symétrique O' sont comme ci-dessus égaux à ceux de $H-E_0$.

$$\gamma'_{Ab,Cd} = O'_{Ab,Cd} = O_{Ab,Cd} = A_{Ab,Cd}.$$

Ceux de l'opérateur symétrique O'' ne contiennent pas de terme fonction des e_λ puisque ces quantités sont associés dans H à un opérateur à un corps. On a donc $O''_{Ab,Cd} = \langle v | Ab, Cd \rangle$ qui, à un facteur de phase près, est égal à $\langle bd | V | AC \rangle$.

Les énergies des états excités $E(\alpha)$ ainsi que les coefficients $X_{Ab}(\alpha)$ et

$Y_{Ab}(\alpha)$ qui permettent de construire les opérateurs $Q(\alpha)$ et $Q^+(\alpha)$ sont fournis par la résolution du problème aux valeurs propres :

$$\mathcal{O} \begin{bmatrix} X(\alpha) \\ Y(\alpha) \end{bmatrix} = E(\alpha) \begin{bmatrix} X(\alpha) \\ Y(\alpha) \end{bmatrix},$$

où $X(\alpha)$ et $Y(\alpha)$ sont des vecteurs colonnes respectivement de composantes $X_{Ab}(\alpha)$ et $Y_{Ab}(\alpha)$. Ce problème peut finalement s'écrire :

$$\begin{pmatrix} A & B \\ -B & -A \end{pmatrix} \begin{bmatrix} X(\alpha) \\ Y(\alpha) \end{bmatrix} = E(\alpha) \begin{bmatrix} X(\alpha) \\ Y(\alpha) \end{bmatrix}.$$

Il conduit l'opérateur $Q^+(\alpha JM T M_T)$,

$$Q^+(\alpha JM T M_T) = \sum_{Ab} \left[X_{Ab}(\alpha) A_{Ab}^+(JM T M_T) + \epsilon Y_{Ab}(\alpha) A_{Ab}(J-M, T-M_T) \right],$$

(ϵ facteur de phase), qui définit l'état excité d'énergie $E(\alpha)$,

$$|\alpha RP\rangle_{JMTM_T} \equiv Q^+(\alpha JMTM_T) \overline{| \rangle}$$

et l'état fondamental d'énergie 0 par les relations $Q(\alpha JMTM_T) \overline{| \rangle} = 0$ pour tout $(\alpha JMTM_T)$. Ces relations montrent que les coefficients Y_{Ab} sont les amplitudes de probabilité de présence d'une paire particule-trou (Ab) dans l'état fondamental $\overline{| \rangle}$. Comme nous considérons des noyaux pair-pairs (doubles couches complètes), l'état fondamental est un état 0^+ et il doit donc contenir un nombre pair d'excitations particule-trou. (Les configurations une particule-un trou de parité positive sont négligées). L'approximation qui vient d'être évoquée correspond à la présence dans $\overline{| \rangle}$ de configurations du type (A^2, b^{-2}) . Les états $|\alpha RP\rangle$ sont donc des superpositions d'états une particule-un trou et trois particules-trois trous.

Il suffit de poser $Y_{Ab} = 0$ pour tout (Ab) pour que la relation $Q(\alpha) \overline{| \rangle} = 0$ soit satisfaite avec $\overline{| \rangle} = | \rangle$. Les états $|\alpha RP\rangle$ se réduisent alors aux états $|\alpha TD\rangle$.

L'orthogonalité des états physiques associés à des valeurs propres différentes est une condition obligatoire de toute théorie cohérente. Cette condition est évidemment respectée dans le cas de l'approximation Tamm-Dancoff puisque les états $|\alpha TD\rangle$ sont obtenus directement comme états propres de l'opérateur hermitique H . Par contre, ce n'est pas le cas des états $|\alpha RP\rangle$.

La condition $\langle \alpha RP | \beta RP \rangle = \langle \overline{| Q(\alpha) Q^+(\beta) \overline{| \rangle}} = \delta_{\alpha\beta}$ est satisfaite si les nombres $\langle \overline{| [A_i, A_i^+] \overline{| \rangle}}$ sont indépendants de i . Il suffit pour cela qu'ils soient approximativement égaux aux nombres $\langle \overline{| [A_i, A_i^+] \overline{| \rangle}} = 1$, c'est-à-dire que le nombre de particules ou de trous excités sur une couche intervenant dans l'état $\overline{| \rangle}$ soit petit devant le nombre d'états disponibles sur cette couche. Plus explicitement, il

faut que les quantités $\overline{\langle \eta_A^+ \eta_A \rangle}$ et $\overline{\langle \eta_b^+ \eta_b \rangle}$ soient petites devant 1. Cette approximation conduit à des relations de commutation entre les $Q^+(\alpha)$ et les $Q^-(\alpha)$ caractéristiques des opérateurs de création et de destruction de bosons. Elle est donc connue sous le nom d'approximation des quasi-bosons. Physiquement, elle signifie que les paires particule-trou doivent se comporter comme des bosons, ce qui implique que le principe de Pauli n'ait pas à intervenir et donc que le nombre de paires excitées soit petit devant le nombre d'états particule-trou possibles. Autrement dit, la méthode est d'autant plus valable qu'elle s'applique à des noyaux correspondant à des couches de moment angulaire total j élevé. Le cas de ^{40}Ca (principalement trous $d_{3/2}$ et particules $f_{7/2}$) n'est pas défavorable.

L'approximation des quasi-bosons n'est pas, comme cela pourrait apparaître dans cette description schématique, une condition supplémentaire imposée à la méthode des phases aléatoires pour que les états obtenus soient orthogonaux. En réalité, c'est l'approximation de base de la méthode, puisque c'est elle qui permet, dans les équations du type $[H, K] \approx 0$, de négliger les termes d'ordre supérieur, fonctions de produits des opérateurs A^+ et A . La justification de cette procédure, c'est-à-dire la validité des équations de base précédentes, est difficile dans le cas du noyau et c'est, en fin de compte, la comparaison des résultats prédits et des valeurs expérimentales qui juge la méthode.

b) Introduction des quasi-particules.

Les méthodes décrites en a), T.D.A. et R.P.A., s'appliquent directement aux noyaux à doubles couches complètes ou à la rigueur à ceux immédiatement voisins, dans lesquels le mélange de configurations est en principe faible. Le niveau de Fermi ϵ_F est bien déterminé et la description particule-trou paraît raisonnable. Pour les autres noyaux, une caractéristique fondamentale de la force nucléon-nucléon entre en jeu : l'effet d'appariement entre nucléons identiques sur une même couche qui provoque un important mélange de configurations. Ce mélange peut être pris en compte approximativement en introduisant, à la place des particules, des quasi-particules qui sont des excitations quasi-indépendantes d'un nouveau vide de référence : le vide de quasi-particule.

L'énergie totale du système doit être portée essentiellement par ces quasi-particules et donc l'hamiltonien doit avoir une forme semblable à celle obtenue précédemment :

$$H(Q, P) = E_0(Q, P) + \sum_m \epsilon_m \xi_m^+ \xi_m + V(Q, P),$$

où ξ_m^+ et ξ_m sont les opérateurs de création et de destruction d'une quasi-parti-

culé dans l'état m et V l'interaction résiduelle restante une fois construit le champ moyen qui définit les états de quasi-particules indépendantes. Le meilleur choix de quasi-particules, et donc le meilleur vide de référence, sont ceux pour lesquels l'interaction V est minimale.

Les opérateurs ξ_m les mieux adaptés à la description et au calcul des effets de la force d'appariement, c'est-à-dire ceux qui correspondent à une interaction V ne contenant pratiquement plus ces effets, sont définis par la transformation linéaire canonique de Bogoliubov

$$\xi_i = \sum_j (U_{ij} \eta_j + V_{ij} \eta_j^+)$$

et l'expression adjointe, où les η sont les opérateurs particules déjà introduits.

Le nombre important de paramètres contenus dans cette transformation générale et la complexité des calculs qu'elle engendre font plutôt choisir une transformation plus simple dite spéciale, ou de Bogoliubov-Valatin

$$\xi_{jm} = U_j \eta_{jm} + V_j \eta_{j-m}^+$$

et l'expression adjointe, où $j-m$ désigne l'état apparié à l'état jm : la force d'appariement est telle que l'interaction entre deux nucléons identiques sur la même couche est maximale lorsque leur moment cinétique total est nul. Le vide de référence associé aux opérateurs ξ_{jm} est l'état de Bardeen-Cooper-Schrieffer défini par les relations $\xi_{jm} |BCS\rangle = 0$ pour tout $j, m > 0$:

$$|BCS\rangle = \prod_{j, m > 0} (U_j + V_j \eta_{jm}^+ \eta_{j-m}^+) |0\rangle$$

où $|0\rangle$ est le vide vrai de particules.

Cet état ne représente pas un nombre bien déterminé de particules, puisqu'il n'est pas état propre de l'opérateur nombre de particules $N = \sum_{j, m} \eta_{jm}^+ \eta_{jm}$. Il décrit en fait une assemblée de paires appariées indépendantes, les coefficients V_j et U_j représentant les amplitudes de probabilité, que l'état j soit occupé ou non : $|V_j|^2 + |U_j|^2 = 1$ pour tout j . Ces coefficients sont déterminés par l'application du principe variationnel à la fonctionnelle $\langle BCS | H | BCS \rangle$, avec la condition supplémentaire que le nombre moyen de particules $\bar{n} = \langle BCS | N | BCS \rangle$ soit égal au nombre réel de particules intervenant dans le problème étudié.

L'état $|BCS\rangle$ une fois déterminé, les états excités à une ou plusieurs quasi-particules s'en déduisent par l'application d'un ou plusieurs opérateurs ξ_{jm}^+ , et l'hamiltonien H exprimé dans une base d'états de quasi-particules prend la forme annoncée avec $E_0(Q.P.) = E(BCS)$, énergie de l'état fondamental $|BCS\rangle$; ϵ_m : éner-

gie de quasi-particule individuelle dans l'état m .

$$V(Q.P.) = \frac{1}{4} \sum_{rsmn} \langle rs | V | mn \rangle : \eta_r^+ \eta_s^+ \eta_n \eta_m :$$

où le produit normal est maintenant défini par rapport au vide $|BCS\rangle$.

La résolution du problème représenté par l'hamiltonien $H(Q.P.)$ peut se faire à l'aide des méthodes décrites au paragraphe a) : diagonalisation dans une base d'états à une quasi-particule - T.D.A.(Q.P.) -, introduction d'un état fondamental corrélé par l'intermédiaire de l'approximation quasi-bosons - R.P.A. (Q.P.).

L'introduction des quasi-particules est indispensable pour la description des états des noyaux hors des couches complètes. Cependant la force d'appariement considérée dans ce paragraphe intéresse uniquement des nucléons identiques et donc la méthode évoquée ne s'applique vraiment qu'aux noyaux ayant une couche (de protons ou de neutrons) complète, qui est considérée comme inerte. C'est le cas des isotopes du calcium.

c) Déformation du champ moyen.

Un inconvénient essentiel des méthodes précédentes est souvent leur incapacité de rendre compte du nombre élevé d'états excités de basse énergie, notamment ceux de parité positive, et des fortes probabilités de transition quadrupolaire électrique de certains d'entre eux, dont les énergies satisfont parfois une règle en $J(J+1)$ caractéristique des spectres collectifs rotationnels. Cela suggère que les fonctions qui décrivent ces niveaux sont des mélanges d'états du modèle des couches sphériques et d'états dits déformés, correspondant à des champs moyens respectivement à symétrie sphérique et non symétrique. Ces états déformés sont obtenus à partir d'excitations du coeur à plusieurs particules-plusieurs trous, bâties sur des orbitales du type Nilsson. Il faut donc construire les états $|\alpha T\rangle = f(a_m^+, a_m) |def\rangle$ où la fonction f est un produit d'opérateurs dont le nombre et la qualité dépendent du noyau étudié et du nombre de particules et de trous considérés. $|def\rangle$ est en principe l'état fondamental du noyau à doubles couches complètes le plus voisin. a_m^+ et a_m sont les opérateurs de création et de destruction associés aux orbitales du type Nilsson, c'est-à-dire qu'ils sont de la forme $a_m^+ = \sum_j C_j \eta_{jm}^+$. $|\alpha T\rangle$ n'est pas état propre du moment cinétique total et il est donc nécessaire d'en projeter les différentes composantes pour obtenir les états déformés : $|def.JM,T\rangle = P(J,M) |\alpha T\rangle$. Ceux-ci sont rajoutés aux états du modèle des couches sphériques pour constituer la base dans laquelle l'hamiltonien est diagonalisé.

La première partie du calcul est constituée par l'évaluation des coefficients

C_j qui déterminent les états déformés. En première approximation, ils doivent être tels que les fonctionnelles $\langle \text{def JM,T} | H | \text{def JM,T} \rangle$, qui représentent les énergies non perturbées de ces états, soient stationnaires et minimales. Pour que la méthode soit cohérente, il est de plus nécessaire que les points de stationnarité ainsi déterminés soient voisins pour les différents états d'une même configuration. Les coefficients C_j étant approximativement connus, il est possible d'évaluer les termes non diagonaux entre états déformés de configurations différentes et entre états déformés et états du modèle des couches sphériques. Ces derniers sont proportionnels au facteur de recouvrement $\langle | \text{def} \rangle$ entre états fondamentaux sphérique et déformé. Ce facteur, voisin de 1, est souvent pris comme paramètre ajustable. La diagonalisation des matrices obtenues fournit les énergies finales et les composantes des états prédits sur les parties sphérique et déformée de la base. Il reste ensuite à vérifier que les points de stationnarité ont été peu affectés par le mélange des configurations.

Dans beaucoup de calculs, les coefficients C_j ne sont pas déterminés de la manière précédente : la complexité des fonctions angulaires qui interviennent dans $| \text{def JM,T} \rangle$ du fait du procédé de projection, rend l'évaluation des quantités $\langle \text{def JM,T} | H | \text{def JMT} \rangle$ difficile. Une première approximation est de minimiser les quantités $\langle \alpha T | H | \alpha T \rangle$ avant d'en extraire les états de moment cinétique défini. Cela est justifié uniquement si toutes les quantités $\langle \text{def JMT} | H | \text{def JMT} \rangle$ sont minimales au même point. Une approximation plus grossière consiste à prendre les énergies non perturbées des états déformés, c'est-à-dire les quantités précédentes, comme des paramètres ajustés pour que, après diagonalisation, les énergies trouvées soient aussi proches que possible des énergies expérimentales. Les C_j dans ce cas sont obtenus directement à partir des orbitales de type Nilsson, prises en un point de déformation qui minimise la somme des énergies individuelles des nucléons placés sur ces orbitales dans la configuration considérée. Ce point de déformation n'a aucune raison de coïncider avec celui déterminé par l'une des méthodes précédentes. De plus, l'ajustement des énergies non perturbées suppose que la position expérimentale des états déformés, ainsi que leur configuration la plus probable, sont connues.

Les forces d'appariement peuvent être considérées, dans le cas du champ moyen déformé, de la même manière qu'elles le sont dans le cas du champ sphérique, en introduisant un état de référence $| \text{BCS} \rangle$ bâti sur les orbitales de type Nilsson.

La coexistence des états déformés et sphériques est capable d'expliquer la présence de nombreux niveaux à basse énergie, ainsi que certaines probabilités de transitions quadrupolaires électriques élevées. Cependant, pour comparer utilement les résultats expérimentaux à ceux prédits par cette coexistence, il faut

pouvoir isoler les niveaux qui n'entrent pas dans le cadre d'un modèle des couches sphériques et qui sont donc susceptibles d'être décrits principalement à l'aide d'une déformation du champ moyen. Cela est d'autant plus facile que le nombre de niveaux à caractère sphérique est faible. Le voisinage des couches fermées (et en particulier le cas des isotopes de ^{40}Ca) est, ici encore, bien adapté à la méthode.

L'application des méthodes précédentes à des cas concrets pose quelques problèmes du fait de la complexité des calculs numériques. Les énergies e_λ et les orbites occupées $|\lambda\rangle$ de Hartree-Fock ne résultent pas dans la majorité des cas d'un calcul théorique. Les énergies de particule ou de trou individuel e_λ sont, si possible, déterminées à partir des résultats expérimentaux en considérant les noyaux voisins du noyau étudié. Elles sont aussi parfois traitées comme des paramètres supplémentaires. Il faut remarquer que ces énergies représentent une part importante des valeurs propres calculées et qu'elles sont donc en grande partie responsable du succès ou de l'échec de la méthode, comme de la validité des valeurs trouvées pour les paramètres intervenant dans l'interaction effective choisie.

L'introduction d'énergies expérimentales déduites des caractéristiques de noyaux voisins implique que les orbites de Hartree-Fock $|\lambda\rangle$ soient très proches d'états purs du modèle des couches :

$$|\lambda\rangle = \sum_i c_\lambda^i \eta_i^+ |0\rangle \approx \eta_\lambda^+ |0\rangle.$$

La partie radiale de ces états purs $\eta_\lambda^+ |0\rangle$ est représentée le plus souvent par des fonctions d'oscillateur harmonique qui fournissent probablement une approximation acceptable, tant qu'elles interviennent dans le calcul d'éléments de matrice intéressant tout le volume du noyau. La comparaison de ces éléments de matrice avec ceux obtenus à l'aide de fonctions propres d'un potentiel plus réaliste de Woods-Saxon montre d'ailleurs que l'erreur faite en employant les fonctions de l'oscillateur harmonique est certainement négligeable devant celles qui résultent de la méthode elle-même. Les parties radiales des états particule-trou $|Ab\rangle$ sont donc finalement représentées le plus souvent par des produits de fonctions d'oscillateur harmonique.

Les interactions effectives phénoménologiques utilisées sont principalement de deux sortes : interactions du type δ et interactions déduites de la forme générale de la force nucléon-nucléon. Les premières s'écrivent :

$$V(|\vec{r}-\vec{r}'|) = K A_T \delta(\vec{r}-\vec{r}') = -4\pi A_T \delta(\Omega) \delta(r-R) \delta(r'-R),$$

R étant le rayon nucléaire. Les paramètres A_T représentent les composantes

de l'interaction sur les états d'isospin de la paire de nucléons. Généralement, un paramètre B_T est rajouté à l'expression précédente afin de pouvoir ajuster la différence d'énergie entre les centres de masse des états T et $T+1$. Cette interaction très simple a l'avantage de réduire les calculs au minimum : l'intégrale radiale de ses éléments de matrice est égale au produit des parties radiales prises en R des quatre fonctions de particule individuelle, plus le terme diagonal B_T .

Les secondes sont obtenues en simplifiant la forme générale de l'interaction nucléon-nucléon : abandon de la partie tensorielle, et le plus souvent de la partie spin-orbite, dépendance radiale centrale et identique pour les différents termes d'échange :

$$V(|\vec{r}-\vec{r}'|) = V_0 F \left[\frac{|\vec{r}-\vec{r}'|}{\mu} \right] (W + MP^r + BP^\sigma + HP^r P^\sigma) .$$

L'introduction de la profondeur V_0 comme paramètre impose une relation entre les quatre paramètres de mélange : $W+M+B+H = 1$. Le facteur de forme F est le plus souvent du type Gauss ou Yukawa.

2. Interactions réalistes

Les méthodes fondées sur l'emploi d'interactions effectives ne sont pas satisfaisantes pour plusieurs raisons : l'origine de ces interactions reste obscure et la détermination des paramètres qu'elles contiennent dépend du noyau et des niveaux étudiés, et surtout des configurations prises en compte. Ces inconvénients sont évités par l'emploi d'interactions réalistes déduites directement de la diffusion nucléon-nucléon et des propriétés du deuton, et ne contenant donc pas de paramètres ajustables à un problème particulier. Elles permettent de plus de tester la validité des méthodes proposées pour déduire les caractéristiques d'un modèle en couches à partir de l'interaction nucléon-nucléon.

Deux types de potentiels réalistes ont été proposés. Les premiers contiennent une partie infiniment répulsive à courte portée (coeur dur) qui provoque de fortes corrélations à faible distance dans les fonctions d'onde. Des expériences à haute énergie, autres que la diffusion nucléon-nucléon, montrent que ces corrélations entre paires de nucléons existent effectivement dans le noyau. En ce sens, ces interactions à coeur dur sont vraiment réalistes. Les plus employées sont les interactions de Hamada-Johnston et de Lassila *et al.* qui sont numériquement très semblables. Ces potentiels à coeur dur ne peuvent pas être traités dans le cadre d'un modèle en couches à l'aide des méthodes habituelles, puisque leurs éléments de matrices sont infinis. Ils nécessitent donc des méthodes et des techniques de calculs particulières et complexes qui ne seront pas évoquées parce que peu employées jusqu'à présent en spectroscopie nucléaire.

Le second type de potentiels rend compte de l'interaction nucléon-nucléon sans introduire de fortes corrélations à courte portée dans les fonctions d'onde. Ces potentiels sont donc moins réalistes mais ils ont l'avantage de pouvoir être employés dans un modèle en couches à l'aide des méthodes conventionnelles décrites dans les paragraphes précédents. Notamment la méthode self-consistante de Hartree-Fock peut être en principe complètement développée, et sa validité peut donc ainsi être testée. Ces potentiels à coeur mou sont représentés principalement par le potentiel de Tabakin, qui est une somme de potentiels séparables, et le potentiel dépendant des vitesses de Green, moins utilisé.

Les éléments de matrice des potentiels précédents sont généralement voisins, malgré le fait que les formes de ces potentiels et les méthodes qui leur sont adaptées soient très différentes. Ceci indique sans doute que les approximations faites dans les calculs, dans le choix des fonctions de base et des configurations prédominantes, entraînent des erreurs plus grandes que celles résultant des différences entre potentiels. Les résultats obtenus sont en accord raisonnable avec l'expérience à condition d'introduire des corrections de second ordre dans les calculs et de tenir compte d'un nombre de configurations plus important que celui nécessité par l'emploi d'interactions effectives. Ce dernier point est prévisible puisque les interactions effectives disposent justement de paramètres pour absorber en partie le mélange de configurations. Cet accord raisonnable obtenu sans ajustement de paramètres est très encourageant : il semble prouver que les propriétés spectroscopiques des noyaux peuvent être reproduites par l'action d'un petit nombre de nucléons actifs, entre lesquels existe une interaction identique à l'interaction nucléon-nucléon libres.

3. Probabilités de transitions électromagnétiques

L'objet de toute théorie qui prétend décrire les propriétés des états nucléaires est de déterminer les fonctions d'onde qui représentent ces états. La validité de ces fonctions d'onde peut être testée en première approximation par la comparaison des énergies prédites et expérimentales. Cependant, la plupart des méthodes sont fondées sur le principe variationnel appliqué à la fonctionnelle énergie dans un espace de fonctions d'essais restreint, choisi en espérant qu'il contient les composantes les plus importantes des fonctions d'onde vraies. Il peut se faire que ce choix soit mauvais sans que cela affecte beaucoup les énergies. De plus, les points de stationnarité obtenus sont tels, par définition, qu'une variation appréciable des fonctions d'onde n'engendre qu'un faible déplacement des énergies. Il est donc nécessaire de disposer d'un test plus sévère, et les transitions électromagnétiques entre états nucléaires, très sensibles aux différentes composantes des fonctions d'onde de ces états, en fournissent un.

La probabilité qu'un état initial représenté par $|\alpha J_i\rangle$ se désexcite par émission de rayonnement électromagnétique d'ordre L et de parité π vers un état final $|\beta J_f\rangle$ s'écrit :

$$T(L, \pi) = \frac{8\pi(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c} \right)^{2L+1} \frac{B(L, \pi)}{\hbar} ;$$

E_γ est l'énergie de la transition ; $B(L, \pi)$ est la probabilité de transition réduite proportionnelle à la quantité $|\langle \beta J_f | E(L, \pi) | \alpha J_i \rangle|^2$ où $E(L, \pi)$ est l'opérateur multipolaire électromagnétique. Ces fonctions $|\xi J_i\rangle$ sont déterminées par les méthodes décrites dans les chapitres précédents. En fait cette formule n'est valable que dans le cas où $\frac{\hbar c}{E_\gamma} \gg R$ (R : dimension du système émetteur).

Pour des états excités de basse énergie, $E_\gamma \lesssim 10$ MeV et $\frac{\hbar c}{E_\gamma} \gtrsim 20$ fm. La condition est donc toujours respectée puisque R est de l'ordre de quelques fermi.

La détermination expérimentale de $B(L, \pi)$ entre un niveau A et un niveau B nécessite la connaissance du rapport d'embranchement $R(A \rightarrow B)$ de la transition électromagnétique entre ces deux niveaux, des rapports multipolaires δ de cette transition, et de la vie moyenne τ du niveau A.

La relation d'incertitude temps-énergie fournit la relation entre la vie moyenne et la largeur totale Γ du niveau A :

$$\frac{1}{\tau} \approx \frac{\Gamma}{\hbar} .$$

$R(A \rightarrow B)$ permet d'obtenir la largeur partielle $\Gamma(A \rightarrow B) = R(A \rightarrow B)\Gamma$ relative à la transition étudiée. Le rapport multipolaire de la transition $\delta(\frac{L+1, \pi}{L, \pi})$ (déterminé généralement par des mesures de corrélations angulaires) donne la valeur des largeurs partielles associées à chaque multipolarité :

$$\left[\delta\left(\frac{L+1, \pi}{L, \pi}\right) \right]^2 = \frac{\Gamma(A \rightarrow B, L+1, \pi)}{\Gamma(A \rightarrow B, L, \pi)\pi} \text{ soit } \Gamma(A \rightarrow B, L+1, \pi) = \Gamma(A \rightarrow B) \frac{\delta^2}{1+\delta^2}$$

et $\Gamma(A \rightarrow B, L, \pi) = \Gamma(A \rightarrow B) \frac{1}{1+\delta^2}$ si l'on admet, ce qui est souvent vérifié, que seules sont présentes les deux multipolarités d'ordre le plus bas.

Finalement

$$T(A \rightarrow B, L, \pi) = \frac{\Gamma}{\hbar}(A \rightarrow B, L, \pi)$$

et donc :

$$B(A \rightarrow B, L, \pi) = \frac{L[(2L+1)!!]^2}{8\pi(L+1)} \left(\frac{\hbar c}{E_\gamma} \right)^{2L+1} \Gamma(A \rightarrow B, L, \pi) .$$

Si les énergies sont exprimées en MeV et $\hbar c$ en MeV.fm, $B(L, \pi)$ s'exprime en MeV.fm^{2L+1} . Les unités adoptées généralement sont rattachées aux opérateurs multipolaires électrique et magnétique et $B(L, \pi)$ s'exprime le plus souvent en $e^2 \text{fm}^{2L}$ pour les transitions électriques et en $\mu_0^2 \text{fm}^{2L-2}$ pour les transitions magnétiques (μ_0 , magnéton nucléaire).

Comme $e^2 = (9 \times 1,602) 10^{-1} \text{ MeV.fm}$ et $\mu_0^2 = 15,89 \times 10^{-3} \text{ MeV.fm}^3$, on a :

$$B(e^2 \text{fm}^{2L}) = \frac{1}{1,442} B(\text{MeV.fm}^{2L+1})$$

$$B(\mu_0^2 \text{fm}^{2L-2}) = 62,806 B(\text{MeV.fm}^{2L+1}).$$

Si l'on adopte, pour les opérateurs multipolaires magnétique M et électrique Q, les définitions données par H.J.Rose et D.M. Brink [Rev. mod. Phys. 39 (1967) 306], les largeurs partielles M1 et E2 d'une transition d'un état A vers un état B s'écrivent :

$$\Gamma(M1) = 2,77 E_\gamma^3 | \langle A | M1 | B \rangle |^2$$

$$\Gamma(E2) = 3,22 \times 10^{-4} E_\gamma^5 | \langle A | Q2 | B \rangle |^2,$$

où les largeurs sont exprimées en meV, l'énergie E_γ de la transition en MeV, et où les éléments de matrice réduits M1 et Q2 sont respectivement exprimés en unité μ et efm^2 .

Ces éléments de matrice réduits sont aisément calculables si A et B sont des états à deux corps, ce qui est le cas dans ^{40}Ca s'ils sont décrits, par exemple, par la méthode Tamm-Dancoff :

$$\begin{aligned} & \langle | A_{aB}(J_i T_i) [E_1(L, \pi) + E_2(L, \pi)] A_{cD}^+ (J_f, T_f) | | \rangle = \\ & = (-)^{L+j_c - j_B} (2J_f + 1)^{1/2} \frac{1}{2} \times \left\{ \delta(j_B j_D) (-)^{J_i} (2j_a + 1)^{1/2} W(j_a j_c J_i J_f; L j_B) M(j_a j_c) \right. \\ & \quad \left. + \delta(j_a j_c) (-)^{J_f + T_i + T_f} (2j_B + 1)^{1/2} W(j_B j_D J_i J_f; L j_a) M(j_B j_D) \right\} \end{aligned}$$

où j_k indique le moment angulaire total de la couche où se trouve le corps k, et où

$$M(j_k j_k,) = \langle j_k | | E_1(L, \pi) | | j_k, \rangle + (-)^{T_i + T_f} \langle j_k | | E_2(L, \pi) | | j_k, \rangle.$$

La signification des valeurs obtenues pour les probabilités de transitions est plus perceptible si ces valeurs sont comparées à des points de références dé-

duits d'un modèle très simplifié. On introduit donc l'unité de Weisskopf, définie pour une transition entre deux états donnés comme la probabilité de transition réduite associée au passage d'un proton d'un état à l'autre, le recouvrement des parties radiales des deux états étant supposé maximal.

"L'importance" d'une transition se mesure (en unités de Weisskopf) par le rapport de la probabilité réduite $B(L,\pi)$ qui lui est associée et de la probabilité de Weisskopf B_{sp} (sp : single particle) : $|M|^2 = B(L,\pi)/B_{sp} = \Gamma(L,\pi)/\Gamma_{sp}$.

Chapitre II

TECHNIQUES ET CONSIDERATIONS EXPERIMENTALES

Ce chapitre est un bref exposé des performances techniques de l'appareillage utilisé ainsi que des expériences réalisées. Il renvoie systématiquement aux appendices qui contiennent quelques exemples relatifs à ces performances ou à des résultats expérimentaux particuliers (appendice A), et des tableaux résumant les informations obtenues au cours de ce travail (appendice B).

Les particules incidentes sont fournies par un accélérateur électrostatique Van de Graaff tandem. La plus grande partie des expériences (jusqu'en avril 1969) a été faite à l'aide d'un tandem EN fournissant une haute tension de $6 \cdot 10^6$ volts, c'est-à-dire des particules d'énergie $6(n+1)$ MeV, où n est la charge de l'ion ou du noyau accéléré dans le deuxième étage de la machine. A partir d'août 1969, le générateur EN a été remplacé par un générateur FN capable de fournir une haute tension de $8 \cdot 10^6$ volts.

Les particules accélérées sont analysées par un aimant déflecteur et focalisées sur les cibles par l'intermédiaire de deux lentilles quadrupolaires. Le faisceau, avant d'entrer dans les chambres de réactions, est délimité par une série de diaphragmes en tantale. Afin de réduire le taux de rayonnement provenant de points autres que les cibles, des revêtements de tantale (épaisseurs comprises suivant les besoins entre 0,3 et 1 mm) protègent les parties de l'extension et des chambres les plus susceptibles d'être soumises à un bombardement important de particules d'énergie élevée. Des blocs de plomb et de paraffine englobent les points chauds et complètent ainsi le système de protection (fig. A1).

Les cibles sont soutenues par des supports en tantale logés soit dans une roue mobile qui permet d'exposer au faisceau successivement huit cibles par une

commande à distance, soit dans un sas à tige mobile. Ce dernier montage évite de mettre les cibles en contact avec l'air ambiant, et c'est lui qui a été utilisé pour les cibles de calcium, aisément oxydables. Les cibles minces (épaisseurs inférieures à $400 \mu\text{g}/\text{cm}^2$: ^{40}Ca , ^{42}Ca , ^{44}Ca , ^{48}Ca , ^{39}K et ^{41}K) sont constituées par des dépôts d'isotopes enrichis évaporés sur support de carbone ($30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$). Les cibles épaisses de ^{40}Ca (épaisseurs supérieures à $1 \text{ mg}/\text{cm}^2$) sont des feuilles de ^{40}Ca métallique (enrichissement > 99%), laminées sans support. La cible gazeuse utilisée dans les réactions induites par ions lourds sur ^{36}Ar , est décrite sur la figure A2.

Les particules chargées sont détectées à l'aide de détecteurs semi-conducteurs à jonction, refroidis à environ -30°C par des éléments à effet Peltier. Les détecteurs sont protégés du flot d'électrons qui résultent de l'interaction des particules chargées avec la cible ou tout autre matière, par des aimants circulaires à champ transversal placés à environ un centimètre de leur face d'entrée. Des diaphragmes en tantale définissent les angles solides de détection (figure A3). La résolution globale (largeur à mi-hauteur) obtenue en fin de chaîne d'analyse dans des expériences de diffusion de protons sur cibles minces (200 à $400 \mu\text{g}/\text{cm}^2$), est typiquement de 20 - 25 keV pour des protons de 12 MeV , après environ 80 heures d'enregistrement : ceci pour des angles solides et des taux de comptage de l'ordre de 10^{-3} sr. et 10^3 chocs par seconde (figures A4 et A5).

Dans des conditions particulières, cible mince ($30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$), angle solide très faible, enregistrement limité à quelques heures, la résolution en énergie peut être inférieure à 15 keV pour des protons de 12 MeV . Il faut noter que ce résultat n'est obtenu qu'après mise en place de tous les éléments de protection : diaphragmes, aimant et refroidissement.

La discrimination des différents types de particules secondaires produites par la réaction étudiée, se fait par l'association de deux détecteurs en série. L'un (ΔE) est traversé par les particules et définit une perte d'énergie, l'autre ($E-\Delta E$) recueille l'énergie restante. La fonction $f(E, \Delta E)$ permet de déterminer le type de particule enregistrée. L'appareillage disponible ¹⁾ réalise la fonction $Q = K \left[\text{Log } \Delta E + \mu \text{Log } \left(E + \frac{\Delta E}{2} \right) \right]$, approximativement proportionnelle aux produits MZ^2 (M et Z : masse et charge des particules), et fournit une discrimination correcte pour des rapports $E/\Delta E$ ou $\Delta E/(E-\Delta E)$ de l'ordre de 100 , ce qui permet la séparation au cours d'une même expérience de particules de masses très différentes (figure A6).

La résolution en énergie de ces télescopes ($E-\Delta E$) est d'environ 80 keV pour les deutons détectés en coïncidence dans les réactions $^{39,41}\text{K}(^3\text{He}, d\gamma)^{40,42}\text{Ca}$ (figures A5 et A7).

L'énergie des rayonnements gamma est obtenue à l'aide de deux sortes de

détecteurs : un cristal NaI(Tl), (15,2 × 12,7 cm) couplé à un photomultiplicateur XP 1031, et deux diodes Ge(Li) dont les caractéristiques sont données dans le tableau ci-dessous :

	Ge(Li) ¹⁾	Ge(Li) ²⁾
Forme	coaxiale	coaxiale
Volumes	20 cm ³	60 cm ³
Efficacités *	3%	10%
Photo/Compt. **	14	20

* Pour les rayonnements gamma de ⁶⁰Co (1.17 et 1.33 MeV) et par rapport à un cristal NaI(Tl) de dimension 7,5 × 7,5 cm placé à la même distance de la source.

** Rapports des efficacités pour l'effet photo-électrique et l'effet Compton pour les rayonnements de ⁶⁰Co.

La résolution en énergie des diodes Ge(Li) et de l'appareillage électronique qui leur est associé, est d'environ 15 keV à 4 MeV dans une expérience de diffusion de protons de 12 MeV enregistrée pendant 80 heures (figures A8 à A10).

Les temps de coïncidence sont donnés par des convertisseurs de temps en amplitude. Les fluctuations des temps de montée des impulsions de charges, en particulier sur les diodes Ge(Li), sont compensées par une méthode de double seuil mise au point ²⁾ par J.P. Fouan et J.P. Passerieux.

La résolution en temps dans le cas de l'utilisation d'une diode Ge(Li), est de l'ordre de 8 ns à mi-hauteur pour des rayonnements gamma d'énergies supérieures à 1 MeV et contenus dans une bande large de 1 MeV. D'autre part, la stabilité des spectres de temps en fonction de ces énergies est très bonne comme le montre la figure A11. En dessous de 1 MeV, la résolution en temps se dégrade pour atteindre par exemple 10 ns à mi-hauteur pour une énergie de 511 keV. La figure A12 montre à ce propos les spectres des temps de coïncidence entre rayonnements gamma d'énergie 511 keV et protons correspondant aux états 0⁺ à 3.35 MeV et 2⁺ à 3.90 MeV dans ⁴⁰Ca. Le décalage entre les deux spectres fournit une valeur approximative de la vie moyenne longue de l'état 0⁺ (2,7 ± 1,3 ns).

Les informations individuelles (énergies des particules et des gammas, temps, discrimination, provenance dans le cas de l'emploi simultané de plusieurs détecteurs d'un même type) sont analysées par un ensemble multidimensionnel ³⁾ et écrites sur bandes magnétiques à 16 pistes sous forme de plusieurs syllabes binaires traduisant chaque événement. La qualité de l'ensemble, ou successivement des différentes parties de ces informations (résolution, stabilité, etc...) est contrôlée en temps réel par affichage continu sur écrans de blocs mémoires (BM 96, BM24) après sélection par des fenêtres numériques placées en parallèle avec les unités d'enregistrement. L'expérience est analysée après lecture différée des bandes magnétiques.

Cette méthode a l'avantage de pouvoir restituer à tout moment les informations individuelles non intégrées dans le temps, c'est-à-dire telles qu'elles sont apparues lors du déroulement de l'expérience.

Il est ainsi possible, par exemple, après avoir pu juger de l'ensemble des résultats obtenus, de trier si nécessaire les informations suivant leur qualité afin de constituer différents ensembles répondant à différents besoins (statistique réduite mais très bonne résolution, ou au contraire statistique maximale mais moins bonne résolution, etc ...), ou de tenir compte, dans l'exploitation de ces informations, de données mises justement en évidence par l'expérience effectuée. Une fois les informations définitivement contrôlées, éventuellement triées et redistribuées, ou même pré-traitées (constitution de bandes sur lesquelles sont directement reportés des spectres, des matrices à deux dimensions représentant des surfaces de coïncidence particule-gamma, etc ...), elles sont fournies à un ordinateur qui effectue des opérations de calculs (soustraction d'événements fortuits, lissage de spectre, aires de pics, etc ...) et de traçage à une ou deux dimensions.

L'emploi d'une représentation à deux dimensions (courbes de niveaux ⁴) des événements coïncidents dans deux bandes d'énergies données) permet de mettre en évidence dans beaucoup de cas, des phénomènes non perceptibles sur des spectres à une dimension. Son application aux coïncidences particules chargées-gamma (NaI Tl) représente un gain d'un facteur cinq pour la résolution effective en énergie des particules, c'est-à-dire qu'elle permet dans les cas favorables de distinguer deux niveaux distants de moins de 4 keV. Cette propriété est très utile dans les régions à forte densité de niveau, ainsi que pour l'identification d'impuretés gênantes (présence de ⁴⁰Ca dans les cibles de ^{42,44,48}Ca par exemple). Les figures A13, A14 et A15 fournissent des explications sur l'utilisation de ces courbes de niveaux à propos de trois multiplets à basse énergie (respectivement dans ⁴²Ca, ⁴⁰Ca et ⁴⁸Ca) mis en évidence pour la première fois par cette méthode.

Les vies moyennes totales des états excités de ⁴⁰Ca, ou leurs limites, sont déduites de la mesure des déplacements en énergie (effet Doppler) des rayonnements électromagnétiques de désexcitation émis par le noyau étudié lors de son recul et ralentissement dans la matière de la cible, et de l'estimation de la vitesse de ce noyau en fonction du temps. Le processus de ralentissement d'un ion dans un milieu quelconque a été étudié par A.E. Blaugrund ⁵) à partir de la section efficace "universelle" de diffusion fournie par J. Lindhard et ses collaborateurs ⁶). Les erreurs faites sur l'estimation de cette vitesse sont généralement aussi importantes sur les erreurs expérimentales, et elles limitent pour l'instant la précision des vies moyennes mesurées par effet Doppler.

Des mesures de vies moyennes ont été faites dans trois géométries différentes, afin de comparer les avantages et inconvénients respectifs de ces géométries. La figure 16 de l'appendice A résume nos constatations et précise la géométrie finalement adoptée : détection des particules à 90° et des rayonnements électromagnétiques en coïncidence simultanément à 40° (Ge Li2) et 140° (Ge Li1).

Les techniques évoquées précédemment sont appliquées à l'étude des réactions suivantes, citées dans l'ordre chronologique.

Réaction	Energie incidente (MeV)	Angle de détection des particules (lab)	Détecteur gamma
$^{40}\text{Ca}(p,p'\gamma)^{40}\text{Ca}$	12	90° et 65°	NaI(Tl)
$^{42}\text{Ca}(p,p'\gamma)^{42}\text{Ca}$	12	90°	NaI(Tl) et Ge(Li)
$^{44}\text{Ca}(p,p'\gamma)^{44}\text{Ca}$	12	90°	NaI(Tl)
$^{48}\text{Ca}(p,p'\gamma)^{48}\text{Ca}$	12	90° et D.A.	NaI(Tl)
$^{39}\text{K}(^3\text{He},d\gamma)^{40}\text{Ca}$	18	30°	NaI(Tl)
$^{41}\text{K}(^3\text{He},d\gamma)^{42}\text{Ca}$	18	45° et D.A.	NaI(Tl)
$^{36}\text{Ar}(^7\text{Li},t)^{40}\text{Ca}$	16, 21, 28	26°, 30°, 38°, 44°, 50°	
$^{40}\text{Ca}(p,p'\gamma)^{40}\text{Ca}$	14	180°	Ge(Li)2
"	12	+ 90° et - 90°	Ge(Li)2
"	12	90°	Ge(Li)1 et Ge(Li)2
$^{36}\text{Ar}(^{16}\text{O},^{12}\text{C}\gamma)^{40}\text{Ca}$	50	45°	NaI(Tl)

D.A. signifie que les distributions angulaires des particules émises sont observées. Les trois avant dernières lignes correspondent aux mesures de vies moyennes par effet Doppler à l'aide des trois géométries décrites dans la figure 16 de l'appendice A. Tous les résultats expérimentaux concernant les spectres d'énergie et les transitions électromagnétiques se trouvent sous forme de tables dans l'appendice B.

Le choix de la réaction $(p,p'\gamma)$ pour l'étude des transitions électromagnétiques dans ^{40,42,44,48}Ca est motivé par le désir d'obtenir des renseignements sur le plus grand nombre possible de niveaux dans chaque isotope. Il s'est avéré être bien adapté à ce programme puisque pour chaque noyau, tous les états connus en-dessous d'une énergie donnée sont observés et de nombreux autres révélés, et que pour la plupart d'entre eux les caractéristiques principales de leur mode de désexcitation sont obtenues. Il est ainsi possible, d'une part de déceler un éventuel comportement systématique des transitions électromagnétiques, révélateur de propriétés communes aux différents isotopes ou au contraire particulière à l'un d'eux, et d'autre part de disposer de tables d'énergies et de transitions suffisamment complètes pour faciliter l'étude en coïncidence de réactions de transfert. Celles-ci sont en effet nécessaires pour obtenir des informations sur les configurations prédominantes des états nucléaires, mais la résolution en énergie des systèmes de détection de particules chargées y est souvent mauvaise (80 keV dans notre cas pour les réactions (³He,d) par exemple) pour plusieurs raisons : discrimination par télescope (E-ΔE), angles solides importants et cibles épaisses, vu les sections efficaces généralement faibles. L'identité de certains états excités ne peut alors être connue que par l'intermédiaire de leurs propriétés de désexcitation, retrouvées dans les listes obtenues par les réactions $(p,p'\gamma)$. Le procédé est largement utilisé dans l'identification des états de ⁴⁰Ca et ⁴²Ca excités dans les réactions (³He,dγ). Il semble bien, sur ce point particulier, être aussi efficace que celui fondé uniquement sur une résolution en énergie aussi bonne que possible, c'est-à-dire sur l'emploi d'analyseurs magnétiques. (Plusieurs études des réactions ^{39,41}K(³He,d)^{40,42}Ca à l'aide de ces appareils ont été faites dans différents laboratoires. La liste des états excités est non seulement confirmée, mais aussi étendue à l'aide des réactions faites en coïncidence. Dans le cas de ⁴²Ca, cependant, la faible statistique de la réaction (³He,dγ) limite l'efficacité du procédé). De plus, la comparaison des propriétés de désexcitation des niveaux obtenus par les réactions $(p,p'\gamma)$ et par des réactions de transfert, peut permettre de révéler la présence de multiplets très étroits (membres distants de quelques keV) excités différemment dans les deux types de réactions. Ce cas apparaît par exemple dans ⁴⁰Ca à propos d'états situés à 6.03 et 7.11 MeV. Enfin, les spectres obtenus en coïncidence sont plus clairs que les spectres libres : la plupart des événements fortuits qui constituent le bruit de fond physique souvent important à basses énergies des particules détectées et, de façon générale, tous les événements non associés à un phénomène de désexcitation électromagnétique, sont pratiquement éliminés. L'importance de cette caractéristique est bien démontrée par la mise en évidence très nette des premiers états T=2 dans ⁴²Ca grâce à la réaction ⁴¹K(³He,dγ)⁴²Ca (figure A7).

Depuis la commercialisation de diodes Ge(Li) de caractéristiques raisonnables, il semble que beaucoup de physiciens considèrent comme démodé l'usage de cristaux NaI(Tl) pour la détection des rayonnements électromagnétiques. En fait, les informations obtenues à l'aide de ces deux types de détecteurs sont, dans beaucoup de cas, complémentaires pour les raisons suivantes :

- La faible efficacité des diodes Ge(Li) impose dans les mesures de coïncidence particules chargées-gamma, des taux de comptage élevés sur la voie de détection des particules, c'est-à-dire des cibles épaisses (épaisseurs $> 1 \text{ mg/cm}^2$), ou des angles solides grands. La résolution en énergie des particules est donc mauvaise, et dans les régions à forte densité de niveaux le spectre des énergies des particules chargées est de forme continue. Une bande d'énergie de limites déterminées ne correspond pas, dans ces conditions, à un nombre précis d'états excités. Le spectre d'énergie des gammas détectés par une diode Ge(Li), en coïncidence avec les particules situées dans cette bande est donc complexe et risque d'être très délicat à interpréter si les caractéristiques principales (énergies d'excitation et transitions électromagnétiques) des états étudiés ne sont pas déjà approximativement connues.

Cette connaissance préliminaire peut être obtenue à l'aide d'un gros cristal NaI(Tl) dont l'efficacité importante permet d'effectuer des mesures en coïncidence avec une bonne résolution en énergie des particules, et de tracer les courbes de niveaux de ces coïncidences (gain d'un facteur 4 à 5 sur la résolution effective de l'appareillage. Voir la figure A14 : résolution de deux niveaux distants de 3 keV).

- Il peut être tentant de s'affranchir des mesures en coïncidence, en profitant du bon pouvoir de résolution des diodes Ge(Li) : les énergies des rayonnements électromagnétiques issus d'une réaction excitant les états d'un noyau donné étant connues avec précision, on peut espérer reconstituer les schémas de désexcitation en comparant les énergies possibles de transition à celles fournies par les diodes. Ceci suppose d'une part que les rayonnements détectés proviennent presque exclusivement du noyau étudié, c'est-à-dire que la réaction utilisée n'excite que ce noyau, et d'autre part que les énergies des états excités sont déjà connues avec précision. En effet, vouloir reconstituer à la fois la liste des niveaux et les transitions électromagnétiques d'un noyau à partir uniquement d'une liste d'énergies de rayonnements, n'est possible que dans des cas simples et peut conduire autrement à des erreurs grossières. En fait, une telle méthode n'est vraiment applicable que si les transitions sont déjà approximativement connues : il est peut être alors possible d'identifier les raies apparaissant sur les spectres libres obtenus avec les diodes Ge(Li). Les réactions (p, γ) entrent dans le cadre

de cette méthode, et en illustrent bien les limites : une très bonne étude des vies moyennes d'états de ^{40}Ca observés par la réaction $^{39}\text{K}(p,\gamma)^{40}\text{Ca}$ contient, en plus des précisions apportées sur 11 niveaux dont les principales transitions étaient déjà connues, deux schémas de désexcitation "non observés jusqu'alors" d'états situés à plus de 7 MeV d'excitation.

On constate que ces deux schémas (et eux seuls, sur les treize présentés) sont en désaccord avec ceux déduits de l'étude des courbes de niveaux des coïncidences de la réaction $^{40}\text{Ca}(p,p'\gamma)^{40}\text{Ca}$. (L'éventualité que ces schémas correspondent à des états non observés dans la réaction $(p,p'\gamma)$ est assez improbable, étant donné la similitude des listes d'énergies de niveaux obtenues par les deux réactions).

En conclusion, l'interprétation des spectres fournis par les diodes $\text{Ge}(\text{Li})$ est souvent facilitée et parfois obligatoirement précédée, par une étude des spectres d'énergie et des principales propriétés de désexcitation des états étudiés. Cette étude peut être achevée par des mesures en coïncidence à forte statistique, bonne résolution en énergie des particules, portant sur le plus grand nombre possible d'états excités et interprétées à l'aide des courbes de niveaux des coïncidences. Les réactions $(p,p'\gamma)$ avec emploi d'un gros cristal $\text{NaI}(\text{Tl})$ sont bien adaptées à ce sujet.

La mesure des distributions angulaires des protons émis dans les réactions (p,p') n'est faite qu'à propos de ^{48}Ca pour les raisons suivantes : c'est dans cet isotope que les informations concernant les spins des états excités sont les plus approximatives et les plus rares, et surtout c'est celui qui se prête le mieux à une interprétation des distributions angulaires de protons fondée sur la méthode des ondes distordues (D.W.B.A.). En effet celle-ci n'est applicable que dans l'hypothèse d'une interaction directe prédominante. On estime généralement que pour des énergies incidentes de protons supérieures ou égales à deux fois le seuil de la réaction (p,n) sur le noyau étudié, cette hypothèse est très probablement vérifiée. Pour ^{48}Ca ce seuil (p,n) se situe à 0,66 MeV alors que pour ^{40}Ca par exemple, il est à 14,7 MeV. L'énergie incidente maximale des protons étant voisine de 12 MeV, l'étude des distributions angulaires des protons diffusés sur ^{48}Ca à cette énergie peut être envisagée. (Une fonction d'excitation des protons diffusés sur ^{40}Ca aux environs de 12 MeV, montre effectivement une structure très résonante, caractéristique d'une interaction composée prédominante).

Les figures 17 et 18 de l'appendice A montrent respectivement la distribution angulaire des protons diffusés élastiquement à 12 MeV sur ^{48}Ca (les points obtenus dans un travail antérieur fait au laboratoire d'Argonne ⁷⁾ y sont reportés) et les distributions angulaires correspondent aux états à 3,83 ; 4,29 ; 4,51 ; 4,62 ; 5,15 ; 5,37 ; 5,46 et 5,74 MeV dans ^{48}Ca .

Les profondeurs des parties réelle, imaginaire et spin-orbite du potentiel optique chargé de rendre compte de la distribution angulaire élastique, sont ajustées par le programme JIB3⁸⁾.

Les paramètres géométriques sont considérés comme constants et fixés aux valeurs préconisées par F.G. Perey. Le tableau ci-dessous fournit les valeurs adoptées.

	Profondeur (MeV)	a(fm)	r ₀ (fm)
Potentiel réel	52,4	0,65	1,25
Potentiel imaginaire	16,0	0,47	1,25
Potentiel spin-orbite	5,4	0,47	1,12

A partir de ces valeurs le programme Julie⁹⁾ calcule, dans l'approximation des ondes distordues, les distributions angulaires correspondant à des moments transférés donnés. La comparaison avec les formes des distributions expérimentales permet dans les cas favorables de fixer les spins et parités des états considérés. La comparaison des valeurs absolues des sections efficaces calculées et mesurées fournit les probabilités de transition réduites (par rapport à l'état fondamental) prédites par un modèle vibrationnel¹⁰⁾. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau suivant :

E _x (MeV)	J ^π	Probabilités de transition
3,83	2 ⁺	$ M _{E2}^2 = 7,70 \pm 1$
4,29	0 ⁺	
4,51	3 ⁻	$ M _{E3}^2 = 10,25 \pm 1$
4,62	2 ⁺	$ M _{E2}^2 = 1,60 \pm 0,4$
5,15	5 ⁻	$ M _{E5}^2 = 6,66 \pm 0,6$
5,37	(4 ⁺)	$(M _{E4}^2 = 3,90 \pm 0,8)$
5,46	0 ⁺	
5,74	(3 ⁻)	$(M _{E3}^2 = 1,65 \pm 0,6)$

Les probabilités de transition sont données en unité de Weisskopf. En principe la méthode des ondes distordues usuelle n'est susceptible de décrire que les excitations à un phonon. Les probabilités de transition fournies par le tableau sont donc certainement très approximatives en ce qui concerne les états de parité

positive, qui peuvent correspondre à des excitations à beaucoup de particules, beaucoup de trous. En particulier, les états 0^+ à 4,29 et 5,46 MeV ne peuvent être obtenus dans ^{48}Ca que par des excitations à au moins deux particules-deux trous, et c'est pourquoi les probabilités correspondantes ne sont pas données.

Il faut remarquer par contre, que la forme générale des distributions angulaires expérimentales relatives à ces états 0^+ est bien rendue par l'approximation usuelle des ondes distordues (fig. A18).

Dans la réaction $^{41}\text{K}(^3\text{He},d)^{42}\text{Ca}$ les distributions angulaires des deutons ne sont observées que pour les états $T = 1$ déjà connus de la configuration $(f_{7/2}^3, d_{3/2}^{-1})$ et pour les états $T = 2$ de cette même configuration, mis en évidence par la réaction $^{41}\text{K}(^3\text{He},d\gamma)^{42}\text{Ca}$ (fig. A7). Le but de ces mesures est simplement de vérifier que ces états correspondent au transfert d'un proton sur la couche $f_{7/2}$ ($\ell = 3$). Aucune évaluation de facteurs spectroscopiques n'est faite à cette occasion.

L'étude de la contribution des configurations à grand nombre de quasi-particules dans les états nucléaires à basse énergie d'excitation, est un sujet important en cours de développement. Cependant, l'existence de telles configurations dans les noyaux moyens n'est pas facile à prouver : les expériences de transfert d'un nombre important de nucléons, et surtout leur interprétation, sont généralement délicates.

Dans ^{40}Ca , certains des premiers états excités de parité positive sont considérés comme ayant une configuration largement prédominante à quatre particules-quatre trous, et en particulier le premier état excité à 3,35 MeV. Pour tenter d'obtenir des informations expérimentales concernant cette hypothèse, nous avons abordé l'étude de la réaction $^{36}\text{Ar}(^7\text{Li},t)^{40}\text{Ca}$ qui représente, dans un modèle à interaction directe, le transfert de deux protons et deux neutrons en noyau ^{36}Ar . Dans le cadre d'un tel modèle et en supposant que ^{36}Ar correspond à deux trous de proton et deux trous de neutron dans la couche $1d_{3/2}$, cette expérience peut fournir une réponse approximative au problème considéré.

Elle peut d'autre part, comme le montrent les expériences de ce type faites sur les noyaux plus légers (^{12}C , ^{16}O , ...) mettre particulièrement en évidence les états collectifs rotationnels à structure quatre particules-quatre trous, à supposer, bien sûr, qu'ils existent dans le noyau étudié. Or dans ^{40}Ca , deux genres de calculs sont actuellement développés, tous deux faisant largement usage de la structure à quatre particules-quatre trous. L'un est fondé sur le modèle des couches à symétrie sphérique, l'autre sur le mélange d'états sphériques et déformés. Ce dernier prédit en particulier une bande de rotation fondée sur l'état 0^+ à 3,35 MeV, interprété comme état à structure quatre particules-quatre trous. Les

membres de cette bande de rotation devraient, en principe, être fortement excités par la réaction $^{36}\text{Ar}(^7\text{Li},t)^{40}\text{Ca}$ dont les résultats sont donc susceptibles de déterminer le type de calcul le plus approprié.

Deux faits rendent cette expérience difficile à réaliser :

- . ^{36}Ar est un isotope rare (0,33%) qui se présente sous forme gazeuse
- . Les sections efficaces de la réaction $(^7\text{Li},t)$ sont 10^3 à 10^5 fois plus faibles sur un noyau comme ^{36}Ar que sur des noyaux légers voisins de ^{12}C ou ^{16}O . Or le carbone notamment est toujours présent en faible quantité sur toutes les surfaces, et en particulier sur les cibles ou leur support. De plus dans le cas d'une cible gazeuse statique, il y a risque de contamination par air au moment de l'introduction du gaz dans la cellule.

Ces caractéristiques déterminent la cible à utiliser : elle doit être constituée par une cellule étanche capable de supporter une pression élevée (de l'ordre de 76 cm de Hg) et l'impact de faisceaux importants d'ions lourds (sections efficaces de réaction très faibles), et conçue de telle sorte que le volume de réaction vu par les détecteurs ne contienne rien d'autre que le gaz cible. De plus, les fenêtres d'entrée et de sortie de cette cellule doivent être suffisamment minces pour ne pas trop altérer la résolution en énergie des faisceaux incident et diffusé. Une cellule répondant au mieux à ces conditions est décrite sur la figure A2. La réaction $^{36}\text{Ar}(^7\text{Li},t)^{40}\text{Ca}$ est étudiée à une énergie incidente de 28 MeV (deux essais préliminaires à 16 et 21 MeV ont précédé cette étude). Les particules issues de la réaction sont détectées à 26° , 30° , 38° , 44° et 50° lab. Dans les spectres de tritons obtenus, aucune contribution due à des noyaux légers n'est décelable. La contribution possible d'impuretés gazeuses légères (^{14}N , ^{16}O) est d'ailleurs contrôlée à l'aide de la réaction $(^7\text{Li},^6\text{He})$. La calibration en énergie est déduite des états de ^{20}Ne excités par la réaction $(^{36}\text{Ar} + ^{16}\text{O})(^7\text{Li},t)$ ($^{40}\text{Ca} + ^{20}\text{Ne}$) (la cible contenant environ 10% de ^{16}O afin que l'énergie perdue par les particules dans le gaz soit très peu modifiée).

Les figures A19 et A20 montrent respectivement un spectre de tritons à 30° lab qui détermine approximativement les états de ^{40}Ca excités par la réaction $(^7\text{Li},t)$, et un spectre de ^6He correspondant aux premiers états de ^{37}K et ^{15}O et qui fournit un test sur la présence de ^{14}N dans la cible de ^{36}Ar utilisée. (Rappelons que le spectre de discrimination des particules, obtenu au cours de cette étude, est visible à la figure 6 de l'appendice A).

Un défaut essentiel des expériences de réactions induites par ions lourds sur les noyaux moyens, est le manque de précision de la détermination des états effectivement excités. En effet la résolution en énergie des particules détectées est généralement mauvaise (supérieure à cent keV dans la plupart des cas) pour

des raisons évidentes : cibles épaisses et parfois angles solides importants, détection à l'aide de télescopes du type (E-ΔE), toutes conditions particulièrement défavorables dans les expériences faites avec ions lourds.

Ainsi, dans le cas de la réaction $^{36}\text{Ar}(^7\text{Li}, t)^{40}\text{Ca}$, la résolution en énergie (200 à 250 keV à mi-hauteur) limite considérablement l'intérêt des résultats en ce qui concerne l'étude particulière du noyau ^{40}Ca . (Dans le cadre d'une systématique portant sur un grand nombre de noyaux, l'allure générale des spectres obtenus peut être une informations suffisante, et le problème de la détermination précise des états excités peut être moins important). Il semble donc nécessaire d'introduire dans ce type d'étude un paramètre supplémentaire, caractéristique de l'identité des états excités : leur mode de désexcitation.

Ce procédé a déjà été mentionné à propos des réactions ($^3\text{He}, d\gamma$). Il prend ici toute sa valeur. Les sections efficaces de la réaction ($^7\text{Li}, t$) sont bien sûr beaucoup trop petites (quelques 10^{-6} b/sr pour les premiers états excités de ^{40}Ca) pour qu'elle soit étudiée en coïncidence avec les produits de désexcitation. Par contre la réaction ($^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}$), qui doit en principe fournir des renseignements équivalents, est sans doute plus favorable : les sections efficaces y sont semblait-il au moins 10^2 fois plus importantes que dans la réaction ($^7\text{Li}, t$). Dans le cas de la réaction $^{36}\text{Ar}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C} \gamma)^{40}\text{Ca}$, le procédé d'identification des états excités à l'aide de leurs propriétés de désexcitation, est poussé à son point extrême : la présence de la cible gazeuse interdit pratiquement tout espoir d'exploitation d'un spectre libre de ^{12}C . Le système de détection des particules chargées a donc pour objet l'identification de ces particules sans considération de résolution en énergie (angle solide de détection le plus grand possible, compatible avec le taux de comptage maximal). En contre partie, les rayonnements électromagnétiques doivent être détectés à l'aide de diodes Ge(Li). La réaction ($^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}$) est en principe assez sélective, et la résolution en énergie des diodes Ge(Li) assez bonne, pour que l'étude du spectre des énergies gamma fournisse la liste des états les plus excités, et un ordre de grandeur de l'importance relative de ces excitations.

Nous avons abordé une première étude de la réaction $^{36}\text{Ar}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C} \gamma)^{40}\text{Ca}$, dans laquelle les rayonnements électromagnétiques sont détectés à l'aide d'un cristal NaI(Tl). Dans le spectre ainsi obtenu, on reconnaît les transitions d'énergie 3,90 et 1,35 MeV caractéristiques respectivement de l'état 2^+ à 3,90 MeV et du triplet $0^+, 2^+, 4^+$ situé vers 5,25 MeV d'excitation dans ^{40}Ca .

De plus, le taux de comptage observé en coïncidence, corrigé du rapport des efficacités cristal-diode n'est pas inacceptable. Ces résultats encourageants invitent à poursuivre ce type d'expérience.

L'appendice B fournit sous forme de tableaux les résultats obtenus à l'aide des expériences évoquées dans ce chapitre. La comparaison avec des données obtenues dans d'autres laboratoires y est faite si nécessaire. Les rapports d'embranchement des transitions électromagnétiques sont déduits de spectres à une dimension, établis après étude des courbes de niveaux des coïncidences des réactions $(p,p'\gamma)$. La courbe d'efficacité pour l'effet photoélectrique du cristal NaITl utilisé est déduite des efficacités intrinsèques données par A.R. Rutledge ¹¹⁾ et des rapports (efficacité photoélectrique/efficacité intrinsèque) donnés par F.W. Milles et al. ¹²⁾ pour un cristal $12,7 \times 12,7$ cm. Certaines affirmations, concernant notamment les spins et parités, résultent des discussions qui sont l'objet du chapitre suivant. La répartition des tableaux est la suivante :

Tableau A :	Spectre des énergies de	⁴⁰ Ca.	Spins et parités les plus probables
Tableau B :	"	"	⁴² Ca.
Tableau C :	"	"	⁴⁴ Ca.
Tableau D :	"	"	⁴⁸ Ca.
Tableau E :	Transitions électromagnétiques dans	⁴⁰ Ca.	
Tableau F :	Vies moyennes d'états excités de	⁴⁰ Ca.	
Tableau G :	Transitions électromagnétiques dans	⁴² Ca.	
Tableau H :	"	"	⁴⁴ Ca.
Tableau I :	"	"	⁴⁸ Ca.

REFERENCES DU CHAPITRE II

- 1) J.C. Faivre, Compte rendu d'activité du Département de Physique Nucléaire (1965-1966), p. 88.
- 2) J.P. Fouan et J.P. Passerieux, Compte rendu d'activité du Département de Physique Nucléaire (1968-1969) p. 64 ; Nucl. Instr. Methods, 62 (1968) 327.
- 3) M. Avril et al. Compte rendu d'activité du Département de Physique Nucléaire, (1965-1966) p. 48 ;
A. Pagès, Proc. Int. Conf. on Nuclear Electronics, Versailles (1969) 45.
A. Pagès et al. Int. Conf. Rad. Nucl. Spectr., Nashville (1969).
- 4) R. Kamoun and A. Veyrié-Faucon, Int. Conf. Rad. Nucl. Spectr. Nashville (1969) ;
R. Kamoun, A. Faucon and P. Gluzman, Nucl. Instr. Methods, 28 (1968) 45.
- 5) A.E. Blaugrund, Nucl. Phys. 88 (1966) 501.
- 6) J. Linhard, M. Scharff and H.E. Schiott, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 33 n° 14 (1963)
- 7) A. Marinov and J.R. Erskine, Phys. Rev. 147 (1966) 826.
- 8) F.G. Perey, JIB3, ORNL.
- 9) R.H. Bassel, R.M. Drisko and G.R. Satchler, JULIE-ORNL.
- 10) K. Alder, A. Bohr, T. Huus, B. Mottelson and A. Winther, Rev. Mod. Phys. 28 (1956) 432.
- 11) A.R. Rutledge, AECL-1450 CRP 851 (1959)
- 12) F.W. Milles, ANL-5902 Report (1958).

Chapitre III

DISCUSSION

Le travail d'un physicien expérimentateur est, avant tout, d'obtenir des renseignements expérimentaux vrais et si possible intéressants, c'est-à-dire qui permettent de faire progresser nos connaissances sur le sujet étudié, soit en vérifiant ou en infirmant les prévisions faites à partir de différents modèles ou théories, soit en suggérant aux théoriciens de nouvelles approximations. Le plus souvent, il est difficile de trouver un fait expérimental suffisamment caractéristique pour fournir un test clair et définitif : la situation réelle dans la matière nucléaire est complexe, et les modèles sont grossiers. Il est alors nécessaire de disposer d'un ensemble de résultats relatifs à des états supposés de même nature, dans un noyau donné, puis dans tous les autres noyaux où ils sont susceptibles d'exister. Il faut ensuite estimer les écarts moyens existant entre cet ensemble de résultats et les prédictions des modèles qui ont pour but de décrire les états étudiés.

Ce travail risque d'être délicat et sans conclusion très nette, si les états en question n'ont pas une structure bien définie. Il semble donc souhaitable de commencer par vérifier que dans un noyau bien adapté à ce sujet, on peut mettre en évidence des groupes formés d'états ayant des propriétés d'excitation et de désexcitation identiques et assez caractéristiques pour que des critères simples suffisent à les sélectionner. Ayant défini ces groupes, il faut d'une part tenter de suivre leur évolution dans des noyaux plus complexes, afin d'étudier de quelles manières ils perdent leur originalité avant de se dissoudre pour, éventuellement, faire place à des groupes de caractères différents. D'autre part, l'étude précise de chacun des états qui composent un groupe particulier, est nécessaire pour finalement contrôler les modèles qui sont censés le décrire.

Les moyens techniques évoqués dans le chapitre précédent permettent l'étude des caractéristiques de désexcitation de la plupart des états d'un noyau jusqu'à une énergie d'excitation donnée, et ils sont donc bien adaptés à la recherche de propriétés systématiques révélatrices de l'existence de groupes à caractères particuliers. Ces groupes devraient en principe être facilement repérables dans ^{40}Ca , pour la raison suivante : la faible densité d'états excités permet une étude qualitative des propriétés de désexcitation électromagnétiques des états jusqu'à 9 MeV d'excitation, et on peut s'attendre à ce que ces propriétés soient relativement simples. En effet, les états de parité négative ont probablement dans ce noyau, une structure prédominante à une particule-un trou, alors que la plupart des états de parité positive ont une structure prédominante à quatre particules-quatre trous. Les opérateurs de transition entre ces deux sortes d'états sont donc des opérateurs à plusieurs corps, et les transitions électromagnétiques correspondantes doivent être défavorisées. Ce n'est plus le cas par exemple dans ^{42}Ca , où la plupart des états de parité négative et des états de parité positive se déduisent les uns des autres par un opérateur à un corps (structures trois particules-un trou et quatre particules-deux trous, ou deux particules-zéro trou respectivement).

Ce chapitre comprend donc trois parties. Dans la première, les informations expérimentales réunies dans l'appendice B sont utilisées pour répartir les états de ^{40}Ca jusqu'à 9 MeV d'excitation entre quatre groupes bien définis. Dans la seconde, ces groupes sont étudiés individuellement et leurs caractéristiques sont si possible comparées aux prévisions des modèles théoriques évoqués dans le chapitre I. La troisième partie est consacrée aux autres isotopes étudiés : ^{42}Ca , ^{44}Ca et ^{48}Ca .

1) CLASSIFICATION DES ETATS DE ^{40}Ca A PARTIR DE LEURS PROPRIETES D'EXCITATION ET DE DESEXCITATION

La comparaison rigoureuse des propriétés électromagnétiques de différents états devrait se faire par l'intermédiaire des probabilités de désexcitation. Cela suppose toutefois que soient connus, en plus des rapports d'embranchement, les spins et parités des états considérés, leurs vies moyennes, et les rapports de multipolarité des transitions. Ces dernières informations sont difficiles à obtenir, surtout dans les régions à forte densité de niveaux, et pour un noyau aussi étudié que ^{40}Ca , elles ne sont connues que pour moins de vingt niveaux sur les soixante-huit qui ont été identifiés en-dessous de 9 MeV d'excitation.

On peut cependant envisager une étude systématique et qualitative fondée

uniquement, dans un premier temps, sur les rapports d'embranchement. En effet si cette étude, qui doit alors porter sur le plus grand nombre possible d'états, met en évidence des groupes qui réalisent approximativement une partition de ces états, le procédé se trouve justifié a posteriori. Il reste à le confirmer et à le préciser en considérant les propriétés d'excitation des états étudiés. Si aucun groupe n'émerge, c'est soit qu'il n'en existe pas de bien caractéristique (tout au moins en ce qui concerne les transitions électromagnétiques) soit que le procédé est trop grossier et qu'il faille considérer explicitement les probabilités de transition elles-mêmes.

Une première classification, triviale mais presque toujours possible, consiste à classer les niveaux suivant la parité des états vers lesquels ils se désexcitent. On peut ainsi obtenir trois ensembles, bien définis si la parité des états finals est connue et si les schémas de désexcitation ne sont pas trop complexes. Dans ^{40}Ca (voir le tableau E de l'appendice B), ce procédé conduit à la formation de deux ensembles importants, constitués par les niveaux qui se désexcitent principalement (c'est-à-dire à plus de 90%) vers des états de parité respectivement négative et positive, et d'un ensemble plus restreint (12% des niveaux étudiés) contenant ceux qui se désexcitent à la fois vers des états de parité positive et de parité négative. Cette première classification, si elle n'est pas complétée grâce aux propriétés d'excitation des états considérés, ne présente pas d'intérêt particulier. (Que le dernier ensemble soit bien moins important que les deux premiers confirme simplement ce fait déjà mentionné : dans ^{40}Ca , et jusqu'à au moins 9 MeV d'excitation, les états de parité positive et les états de parité négative ont, pour la plupart, des structures très différentes).

C'est dans ce but que la réaction $^{39}\text{K}(^3\text{He}, d\gamma)^{40}\text{Ca}$ a été étudiée. Une comparaison précise des modes d'excitation suppose cependant la connaissance des facteurs spectroscopiques S_λ . Si on admet que cette réaction est (à 18 MeV d'énergie incidente) un transfert d'un proton à un noyau qui, par rapport à l'état fondamental de ^{40}Ca , est un trou de proton dans la couche $1d_{3/2}$, ces facteurs S_λ ont une signification simple : ils représentent, pour les transferts sur les couches supérieures à $1d_{3/2}$, les intensités des composantes une particule-un trou $d_{3/2}$ dans les fonctions d'onde des états de ^{40}Ca . Cela se traduit par le fait que cette réaction est très sélective (voir la fig. 5 de l'appendice A). Dans ces conditions, et vu le but de l'expérience, nous nous contenterons de critères approximatifs et emploierons la terminologie suivante : états excités ($0,2 \lesssim S_\lambda \lesssim 1$), faiblement excités ($0,05 \lesssim S_\lambda \lesssim 0,2$) et non observés ($S_\lambda < 0,05$). Là encore, ce procédé est justifié a posteriori si les résultats qui en découlent s'intègrent bien dans la classification ébauchée à l'aide des propriétés de désexcitation électromagnétique.

Considérons l'ensemble formé des vingt niveaux qui se désexcitent principalement vers des états de parité négative. Dans cet ensemble (tableau E de l'appendice A) treize niveaux sont excités dans la réaction $^{39}\text{K}(^3\text{He}, d\gamma)^{40}\text{Ca}$ et parmi ceux-ci, onze ont une parité connue qui est négative. Sept niveaux, tous situés entre 7,2 et 8,5 MeV, ne sont pas observés dans la réaction précédente. Trois d'entre eux ont une parité connue, positive. Cet ensemble de vingt niveaux se scinde donc en deux groupes distincts qui semblent de parités opposées, formés des niveaux excités (groupe I) et non observés (groupe II) dans la réaction $^{39}\text{K}(^3\text{He}, d\gamma)^{40}\text{Ca}$.

Les trente niveaux qui se désexcitent principalement vers des états de parité positive, y compris l'état fondamental 0^+ , se scindent de même en deux ensembles constitués respectivement des états non observés dans la réaction $(^3\text{He}, d\gamma)$ et des états excités ou faiblement excités dans cette réaction.

Le premier ensemble contient :

i) Onze niveaux qui se désexcitent (> 60%) vers l'état fondamental. Sur ces onze niveaux, huit sont des états 2^+ connus ou suggérés. Ce comportement systématique invite à attribuer des spins 2^+ aux trois niveaux restant.

ii) Treize niveaux qui se désexcitent principalement vers des états de parité positive autres que l'état fondamental. Sur ces treize niveaux, sept ont des parités connues, toutes positives. Nous formons le groupe III à l'aide des vingt quatre niveaux précédents. Le premier état excité dans ^{40}Ca (0^+ à 3,35 MeV) qui se désexcite par émission interne de paires, entre dans ce groupe qui est de parité positive.

Le deuxième ensemble contient :

i) Cinq niveaux qui se désexcitent (> 90%) vers l'état fondamental. Si on excepte l'état 3^- à 3,74 MeV, sur les quatre restant, trois sont des états 1^- connus ou suggérés, ce qui permet de penser que le quatrième est aussi un état 1^- . Le comportement de ces cinq niveaux vis à vis de la réaction $(^3\text{He}, d\gamma)$ n'est pas uniforme : deux (3^- à 3,74 MeV et 1^- à 6,95 MeV) sont excités ($S_\ell = 0,51$ et $0,40$ respectivement) alors que les trois autres sont faiblement excités ($S_\ell < 0,1$). Les deux premiers trouvent naturellement leur place dans le groupe I. Les trois derniers seront placés dans le groupe IV.

ii) Un niveau de parité négative (7,98 MeV) faiblement excité dans la réaction $(^3\text{He}, d\gamma)$ qui sera placé dans le groupe IV.

Le tableau suivant résume la situation à propos des seize niveaux qui se désexcitent principalement vers l'état fondamental.

E_x (MeV)	3,74	3,90	5,25	5,62	5,97	6,91	6,95	7,114
$(^3\text{He}, d\gamma)$	oui	non	non	non	oui	non	oui	non
J^π connus	3^-	2^+	2^+	2^+	1^-	2^+	1^-	
J^π proposés								(2^+)

E_x (MeV)	7,47	7,87	8,09	8,11	8,54	8,58	8,75	8,99
$(^3\text{He}, d\gamma)$	non	non	non	oui	non	non	oui	non
J^π connus	(2^+)	(2^+)	(2^+)	(1^-)		(2^+)		
J^π proposés				(1^-)	(2^+)		(1^-)	(2^+)

Finalement, le groupe IV contient les neuf niveaux qui se désexcitent à la fois vers des niveaux des groupes I et III, plus les quatre niveaux faiblement excités dans la réaction $(^3\text{He}, d\gamma)$ et cités précédemment, plus un état (3^-) à 6,932 MeV très faiblement excité dans cette réaction ($S_\gamma \approx 0,01$) et qui se désexcite vers le groupe I. Sur ces quatorze niveaux, neuf sont de parité connue, négative. Ce groupe se comporte vis à vis de la réaction $(^3\text{He}, d\gamma)$ de façon très indécise : les facteurs spectroscopiques s'échelonnent de 0 à 0,4. Ils sont cependant, en moyenne, environ cinq fois plus faibles que ceux associés au groupe I. Le caractère apparemment indécis de ce groupe résulte en fait de sa structure, comme cela apparaîtra lorsqu'elle sera discutée.

En conclusion, quatre groupes sont constitués, qui réalisent une partition des soixante et un niveaux (sur les soixante huit identifiés dans ^{40}Ca en-dessous de 9 MeV d'excitation) dont les rapports d'embranchement électromagnétique sont connus, au moins approximativement. Cette partition est fondée sur des critères simples :

- Groupe I : niveaux excités dans la réaction $(^3\text{He}, d\gamma)$ et qui se désexcitent principalement ($> 90\%$) vers des niveaux de parité négative appartenant eux-mêmes à ce groupe. Toutes les parités connues sont négatives. Les états 3^- à 3,74 MeV et 1^- à 6,95 MeV, qui se désexcitent vers l'état fondamental, appartiennent à ce groupe.

- Groupe II : niveaux non observés dans la réaction $(^3\text{He}, d\gamma)$ et ayant le même comportement électromagnétique que les niveaux du groupe précédent. Les trois parités connues sont positives.

- Groupe III : niveaux non observés dans la réaction ($^3\text{He}, d\gamma$), et qui se désexcitent principalement vers des niveaux de parité positive appartenant à ce groupe, ou vers l'état fondamental. Toutes les parités connues sont positives. L'état 0^+ à 3,35 MeV appartient à ce groupe.

- Groupe IV : niveaux observés ou non dans la réaction ($^3\text{He}, d\gamma$), qui se désexcitent à la fois vers des niveaux des groupes I et III. En fait ce groupe contient les états de parité négative ayant des transitions importantes vers le groupe III, ou très faiblement excités dans la réaction ($^3\text{He}, d\gamma$).

Les schémas suivants fournissent la répartition explicite des soixante et un niveaux étudiés dans les quatre groupes précédents.

Les critères utilisés dans ce classement résultent évidemment de la structure des niveaux considérés. C'est cette structure qui est maintenant discutée.

Le caractère principal du groupe I est bien connu : les fonctions d'onde des niveaux qui le constituent ont une composante importante sur la configuration une particule-un trou $d_{3/2}$. Les autres configurations qui peuvent intervenir sont du type $(2n+1)$ particules - $(2n+1)$ trous (avec $n = 1$ ou 2), étant donné que ce groupe est visiblement de parité négative. Cependant il apparaîtra dans la suite de ce paragraphe que de telles configurations doivent engendrer des transitions électromagnétiques vers des niveaux du groupe III, et donc qu'elles n'interviennent dans le groupe I qu'avec des intensités très faibles. Nous faisons l'hypothèse que le groupe I contient en fait tous les niveaux à structure prédominante une particule-un trou situés en-dessous de 9 MeV dans ^{40}Ca . Ces niveaux sont de parité négative : les configurations une particule-un trou de parité positive représentent le saut d'une couche majeure, et elles se situent probablement au-dessus de 9 MeV. (On remarque d'ailleurs qu'aucun état excité de parité positive connue n'est observé dans la réaction ($^3\text{He}, d\gamma$) en-dessous de cette énergie). L'hypothèse précédente signifie que tous les états une particule-un trou en-dessous de 9 MeV ont une composante plus ou moins importante sur la configuration à un trou $d_{3/2}$, ou que l'état fondamental de ^{39}K n'est pas simplement un trou de proton dans la couche $d_{3/2}$.

Les niveaux du groupe II, non observés dans la réaction ($^3\text{He}, d\gamma$), ont donc une structure à plusieurs particules-plusieurs trous. Il faut exclure la structure du type $(2n+1, n \geq 1)$ pour la même raison que celle citée précédemment (absence de transition vers le groupe III), avec en plus le fait que les trois niveaux de ce groupe ayant des spins connus ou suggérés, sont de parité positive. La seule possibilité est donc une structure à deux particules-deux trous. Elle peut se déduire de la structure caractéristique du groupe I par un opérateur à un corps, ce qui explique les transitions électromagnétiques entre ces deux groupes. Il faut

noter que dans la réaction $^{40}\text{Ca}(\alpha, \alpha')^{40}\text{Ca}$ [voir le tableau A, réf. 13 de l'appendice B], les deux états 4^+ à 7,92 et 8,37 MeV ne se comportent pas de la même manière que les états 4^+ du groupe III (rapport 10 dans les sections efficaces), ce qui confirme le classement entrepris, dans ce cas particulier.

D'autre part, dans les définitions précédentes des groupes I et II, il est nécessaire d'introduire la notion d'états collectifs à caractère vibrationnel. En effet dans une description microscopique des noyaux à couches complètes, ces états peuvent être représentés par la superposition d'un nombre assez important de configurations du même type : une particule-un trou (états à un phonon), deux particules-deux trous (états à deux phonons) etc ... Or ce caractère collectif vibrationnel intervient certainement dans ^{40}Ca , à propos, par exemple, de l'état 3^- à 3,74 MeV. Des états vibrationnels à deux phonons (de parité positive) seraient situés à une énergie égale à deux fois 3,74 MeV, soit environ 7,5 MeV. Ils devraient, de plus, se désexciter entièrement vers les états à un phonon, c'est-à-dire qu'ils présenteraient les caractéristiques du groupe II. Il faut donc considérer les définitions des groupes I et II sous une forme générale : état à structure une particule-un trou peut signifier : état représenté par une fonction d'onde très simple ayant principalement une composante sur une configuration donnée, ou état à caractère collectif vibrationnel. De même pour les états du groupe II. Il ne faut cependant pas s'attendre, en particulier dans ce dernier groupe, à ce que le caractère simple ou vibrationnel (s'il existe) des niveaux soit bien défini. Les probabilités de transition pourraient éventuellement fournir des renseignements sur ce sujet.

Le groupe III est constitué de niveaux de parité positive, donc à structure $2n$ particules- $2n$ trous si on exclut les états de parité positive à une particule-un trou (saut d'une couche majeure). n peut prendre les valeurs 0, 1, 2, 3 etc ... La configuration zéro particule-zéro trou n'intervient que dans les états 0^+ , y compris l'état fondamental. L'intensité des configurations à deux particules-deux trous est certainement faible dans les premiers états du groupe III, jusqu'à au moins 6 MeV, pour deux raisons : leur énergie moyenne est élevée (environ 7,8 MeV), comme cela apparaît dans le groupe II, et leur présence entraînerait l'existence de transitions électromagnétiques à partir du groupe II vers les premiers états du groupe III. En effet, ces transitions seraient du type $M1$ ou $E2$, favorisées par rapport aux transitions du type $E1$ ou $M2$ existant effectivement à partir du groupe II vers le groupe I. (Les énergies des transitions possibles vers l'un ou l'autre groupe, sont comparables). Par contre, il est probable que certains états du groupe III situés au-dessus de 7 MeV, ont des composantes importantes sur des configurations à deux particules-deux trous. Ces composantes n'ont pas de conséquence pour les transitions à partir du groupe II, étant donné les énergies des

transitions possibles.

Les configurations à quatre particules-quatre trous sont certainement prédominantes dans les états de parité positive de ^{40}Ca , à basse énergie d'excitation. La réaction $^{36}\text{Ar}(^7\text{Li}, t)^{40}\text{Ca}$, qui est susceptible d'exciter préférentiellement ces configurations, fait effectivement apparaître les premiers niveaux du groupe III : états 0^+ et 2^+ à 3,55 et 3,90 MeV, triplet à 5,25 MeV [voir la figure 19 de l'appendice A]. L'état fondamental 0^+ se place de façon naturelle dans ce groupe. D'après les considérations précédentes, il devrait avoir une structure dominante à zéro particule-zéro trou et quatre particules-quatre trous. L'éventuelle présence de cette dernière composante impliquerait d'ailleurs l'existence d'une composante zéro particule-zéro trou d'intensité équivalente, répartie entre les états 0^+ excités.

Les configurations à six particules-six trous et huit particules-huit trous sont pour l'instant peu connues, et leur existence même n'est pas établie à basse énergie d'excitation. On peut donc faire l'hypothèse que dans le groupe III, les configurations à quatre particules-quatre trous et zéro particule-zéro trou (pour les états 0^+) sont prépondérantes jusqu'à au moins six ou sept MeV d'excitation, et qu'au-delà, d'autres structures peuvent intervenir, en particulier celles à deux particules-deux trous.

Il faut remarquer que l'absence de transition entre le groupe II et les niveaux les plus bas du groupe III, implique l'absence de composantes à quatre particules-quatre trous d'intensité appréciable dans le groupe II.

Le groupe IV semble constitué de niveaux de parité négative, donc de structure $(2n+1)$ particules- $(2n+1)$ trous avec $n = 0, 1, 2$ etc ... Il se distingue du groupe I par deux faits : l'existence de transitions vers les premiers niveaux du groupe III à structure quatre particules-quatre trous, et son comportement indécis vis à vis de la réaction $(^3\text{He}, d\gamma)$. Ces deux faits peuvent être expliqués par la présence dans le groupe IV de configurations à trois particules-trois trous et éventuellement cinq particules-cinq trous : elles se déduisent des configurations à quatre particules-quatre trous par un opérateur à un corps, et donc les transitions électromagnétiques correspondantes sont favorisées, et elles ne sont pas directement excitées dans la réaction $(^3\text{He}, d\gamma)$. Les transitions vers le groupe I proviennent des composantes une particule-un trou présentes dans le groupe IV. L'absence de transitions à partir du groupe II vers le groupe IV s'explique par de simples considérations d'énergies de transitions. Pour conclure ce paragraphe, rappelons les structures particulières de chacun des quatre groupes considérés :

Groupe I : états une particule-un trou et collectifs vibrationnels à un phonon ;

Groupe II : états deux particules-deux trous et éventuellement collectifs vibrationnels à deux phonons ;

Groupe III : états $2n$ particules- $2n$ trous (n probable = 0 et 2) ;

Groupe IV : états $(2n+1)$ particules- $(2n+1)$ trous.

Le paragraphe suivant est consacré à la comparaison des caractéristiques de certains niveaux d'un groupe donné avec les prédictions des modèles adaptés, en principe, à la description de ce groupe.

2) PREVISIONS THEORIQUES A PROPOS DE ^{40}Ca

La classification entreprise est fondée sur des critères simples, qui devraient en principe refléter la relative simplicité (par rapport à l'état fondamental), des structures intervenant dans les états excités de ^{40}Ca jusqu'à 9 MeV d'excitation. Cette simplicité devrait se traduire à son tour, par un bon accord entre les caractéristiques de la plupart des niveaux d'un groupe déterminé et les prévisions des modèles schématiques inspirés par la nature de ce groupe. Cela devrait être particulièrement vrai pour le groupe apparemment le plus simple, le groupe I à structure une particule-un trou.

2A) Groupe I - Structure une particule-un trou.

Les configurations de ce type les plus probables dans ^{40}Ca en-dessous de 9 MeV se déduisent des états de trou (1,2,3) et de particule (4,5,6,7) indiqués dans le tableau suivant :

n°	1	2	3	4	5	6	7
n ℓ j	$1d_{5/2}^{-1}$	$2s_{1/2}^{-1}$	$1d_{3/2}^{-1}$	$1f_{7/2}$	$2p_{3/2}$	$1f_{5/2}$	$2p_{1/2}$

La position de l'état 0^- , $T=0$ de la configuration $(2p_{3/2}, 1d_{3/2}^{-1})$ n'était pas connue avec certitude avant ce travail. K.K. Seth et coll. [ref. 18 de l'appendice B] suggèrent d'attribuer ce spin et cette parité au niveau à 6,75 MeV. Les caractéristiques électromagnétiques de ce niveau montrent que cette suggestion est certainement erronée : il se désexcite en effet principalement vers le niveau 3^- à 3,74 MeV, avec une vie moyenne qui exclut la possibilité d'une transition M3 [voir le tableau F de l'appendice B].

Le niveau à 6,75 MeV a d'ailleurs été reconnu depuis comme un état de spin 2, très probablement de parité négative, étant donné l'intensité avec laquelle il est excité dans la réaction ($^3\text{He}, d$).

De même l'état de spin 0 à 7,30 MeV [réf. 20 de l'appendice B] est certainement de parité positive, vu ses caractéristiques de désexcitation vers l'état 2^+ à 5,25 MeV.

Les calculs théoriques situent l'état 0^- recherché entre 7,5 et 9,3 MeV ([réf. 1], [réf. 2] et référence précédente). Ils prédisent d'autre part [réf. 2] une désexcitation importante vers l'état 1^- de la même configuration, reconnu comme étant l'état situé à 6,95 MeV. Cette dernière propriété était d'ailleurs prévisible : un état 0^- situé vers 8 MeV dans le groupe I ne peut se désexciter que par transition M1 vers l'état 1^- à 6,95 MeV, ou à la rigueur par transition E2 vers l'état 2^- à 7,53 MeV. Il peut aussi se désexciter vers les états 1^- et 2^- du groupe IV par l'intermédiaire de leur composante une particule-un trou, mais celles-ci sont certainement faibles. Enfin, la réaction $^{39}\text{K}(d, n)^{40}\text{Ca}$ [réf. 19 de l'appendice B] met en évidence trois candidats possibles situés à des énergies de 8,946 ; 8,371 et 8,271 MeV. Les deux derniers niveaux sont effectivement observés dans la réaction ($^3\text{He}, d\gamma$) (qui fournit des résultats très voisins de ceux obtenus dans la réaction (d, n)), et ils se désexcitent principalement vers les états 1^- à 6,95 et 5,91 MeV. Cette propriété de désexcitation est unique dans ^{40}Ca en-dessous de 9 MeV d'excitation [voir le tableau F de l'appendice A]. Elle permet d'identifier avec certitude les deux niveaux précédents dans la réaction $^{40}\text{Ca}(p, p'\gamma)^{40}\text{Ca}$, où ils sont observés à des énergies de 8,357 et 8,275 MeV. Nous verrons dans la suite que la vie moyenne de ces niveaux est conforme à celle déduite théoriquement du spin et de la structure qui leur sont attribués.

Il semble donc possible d'affirmer que l'intensité de la composante 0^- de la configuration $(2p_{3/2}, 1d_{3/2}^{-1})$ dans ^{40}Ca est partagée entre les deux niveaux à 8,275 et 8,357 MeV.

Trois modèles peuvent être utilisés pour la description des états à structure une particule-un trou. Le plus schématique est un modèle extrême qui ne considère que des états à composante unique. Il permet de calculer facilement les probabilités de transitions entre états de ce type. Un modèle un peu plus évolué consiste à diagonaliser l'interaction choisie dans la base des états une particule-un trou construits sur les couches indiquées dans le tableau précédent. C'est l'approximation Tamm-Dancoff (T.D.A.). L'approximation des phases aléatoires (R.P.A.) permet d'apparenter les états excités à l'état fondamental par l'introduction dans ce dernier d'excitations à plusieurs particules-plusieurs trous. Les états obtenus

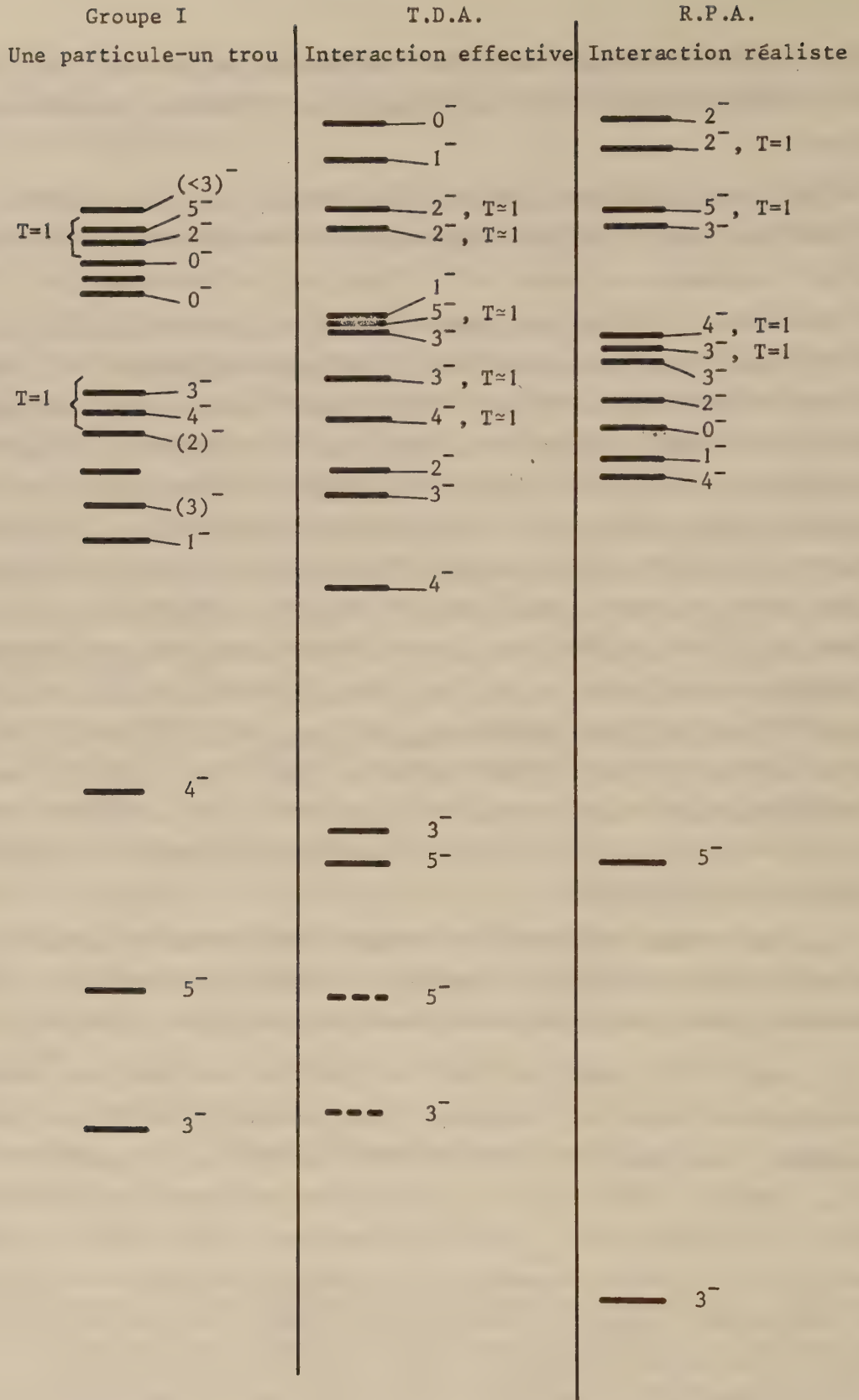
par cette méthode différent de l'état fondamental par la création et la destruction de paires particule-trou. Ces deux dernières méthodes sont décrites dans le chapitre I.

La première comparaison concerne les énergies des états excités. Deux travaux théoriques sont considérés représentatifs respectivement des méthodes T.D.A et R.P.A. Le premier est celui de V. Gillet et E.A. Sanderson [réf. 1], le second celui de A.E.L. Dieperink, H.P. Leenhouts et P.J. Brussaard [réf. 2]. Dans ces deux travaux, les parties radiales des fonctions représentant les états de base à une particule-un trou, sont les fonctions de l'oscillateur harmonique. Les interactions employées sont du type effective à force centrale gaussienne associée à un potentiel à deux corps (avec quatre termes d'échange) pour la méthode T.D.A., et potentiel semi réaliste de Tabakin pour la méthode R.P.A. Les quatre termes d'échange de la force effective sont déterminés en ajustant les énergies R.P.A. des deux premiers états 3^- et 5^- sur les valeurs expérimentales. Les énergies individuelles ϵ (voir le chapitre I) sont déduites des états expérimentaux supposés à structure une particule, ou un trou, observés dans ^{39}Ca , ^{39}K et ^{41}Ca . La différence d'énergie entre les couches $1d_{3/2}$ et $1f_{7/2}$ est déterminée à partir des énergies de liaison des états fondamentaux de ^{39}Ca , ^{41}Ca et ^{40}Ca . Enfin, l'interaction coulombienne est prise en compte dans la méthode T.D.A., mais non dans la méthode R.P.A. (c'est-à-dire que les états déterminés par la seconde méthode ont chacun un isospin bien déterminé).

Dans les schémas suivants, les énergies des niveaux du groupe I sont comparées aux résultats des calculs considérés. (Dans la méthode R.P.A., seules les composantes à une particule-un trou (excitation $\hbar\omega$) sont prises en compte).

Le premier fait remarquable est la similitude des résultats obtenus par les deux méthodes. L'étude des fonctions d'onde montre d'ailleurs que, dans ce cas particulier, la méthode R.P.A. ne diffère sensiblement de la méthode T.D.A. que pour les premiers états 3^- et 5^- . C'est-à-dire que pour tous les autres états excités, les coefficients Y_{Ab} (voir le chapitre I) sont voisins de zéro. Il reste cependant que les deux interactions utilisées sont de type tout à fait différent, l'une (effective) ayant une forme déduite de considérations générales sur la nature de l'interaction nucléaire, l'autre (réaliste) étant directement construite pour représenter cette interaction dans le problème à deux corps (diffusion nucléon-nucléon et deuton).

La deuxième observation concerne l'accord entre les énergies expérimentales et les énergies calculées. En particulier la densité de niveaux jusqu'à une excitation de 9 MeV est bien reproduite, ce qui semble montrer que les méthodes et les interactions employées sont, au moins dans ce cas, bien adaptées à la descrip-



La position des premiers états 3^- et 5^- dans la méthode R.P.A. avec interaction effective, est figurée par des traits pointillés.

tion des énergies du groupe I. Il faut remarquer que cet accord résulte de la classification faite et qu'il serait totalement perturbé si les niveaux de parité négative du groupe IV entraient dans la comparaison. Par exemple, le deuxième état 3^- et le premier état 1^- sont prédits par la plupart des calculs T.D.A. ou R.P.A. (configuration $h\omega$) à une énergie supérieure à 7 MeV, quelle que soit l'interaction réaliste employée : un calcul R.P.A. avec une interaction réaliste de Hamada-Johnston [réf. 3] situe par exemple le deuxième état 3^- à 7,58 MeV et le premier état 1^- à 7,97 MeV. Or ces états se trouvent à des énergies de 6,29 et 5,90 MeV dans le groupe IV, alors qu'ils sont en fait voisins de 7 MeV dans le groupe I.

La comparaison des propriétés électromagnétiques confirmera d'ailleurs que le deuxième état 3^- prédit correspond bien au deuxième état 3^- du groupe I à 7,117 MeV, et non aux états 3^- du groupe IV. L'état 2^- offre un autre exemple caractéristique : les énergies prédites sont en excellent accord avec l'énergie de l'état 2^- dans le groupe I, et elles diffèrent de plus d'un MeV des énergies des états 2^- du groupe IV.

L'intérêt des interactions réalistes vient de ce qu'elles ne contiennent pas de paramètres ajustables qui prennent en compte artificiellement les mélanges de configurations. Elles doivent donc permettre de prédire les configurations prédominantes de certains niveaux. Cette importante propriété semble bien démontrée à propos des niveaux des groupes I et IV. En effet dans le calcul R.P.A. précédent (interaction semi réaliste de Tabakin), il n'est pas possible de rendre compte de l'ensemble des niveaux des groupes I et IV en se limitant à l'espace des excitations d'énergie $h\omega$. Par contre, une interaction effective schématique du type δ permet, avec la méthode T.D.A. ou la méthode R.P.A., de reproduire au moins partiellement les niveaux du groupe IV en ne considérant que cet espace. (Il faut d'ailleurs remarquer que les paramètres définis par cette interaction diffèrent nettement d'une méthode à l'autre).

La comparaison des fonctions d'onde obtenues par les deux types de calcul déjà considérés montre, à propos du premier état 3^- à 3,74 MeV, que l'interaction réaliste conduit à des coefficients Y_{Ab} plus grands que ceux déduits de l'interaction effective. Cela était attendu, puisqu'en ajustant dans cette dernière certains paramètres à l'énergie de l'état 3^- , on tient déjà compte partiellement de sa structure. Par contre les deux types d'interactions donnent des résultats équivalents pour l'état 5^- à 4,49 MeV, qui apparaît comme un état une particule-un trou relativement pur.

Pour contrôler ces fonctions d'onde, il faut considérer les transitions électromagnétiques. Ces dernières ne sont pas calculées dans la réf. 1 (T.D.A.). Dans la réf. 2 (R.P.A.) seuls les rapports d'embranchement et les vies moyennes totales sont fournies, desquels on peut déduire les largeurs associées à chaque transition (sans pouvoir toutefois préciser les contributions relatives des différentes multipolarités possibles). Les formules rappelées dans le chapitre I permettent d'obtenir les caractéristiques électromagnétiques à partir des fonctions d'onde déterminées dans la méthode T.D.A., après les avoir adaptées aux conventions de phases utilisées. Cette adaptation consiste à multiplier chacune des composantes des fonctions d'onde fournies en réf. 1 par le facteur $(-)^{a+b+c}$ avec :

$a = j_p + j_t$: en réf. 1 le couplage est dans le sens particule-trou, alors qu'il est dans le sens inverse dans les formules données.

$b = \frac{1}{2} (\ell_p - \ell_t)$: ce facteur provient du coefficient i^ℓ qui n'existe pas dans les parties angulaires des états de base à une particule-un trou de la réf. 1, alors qu'il intervient (comportement des harmoniques sphériques dans la transformation renversement du temps) dans l'évaluation des formules rappelées.

$c = j_t$: facteur manquant dans les états trou de la réf. 1, et qui assure à ces états les propriétés correctes de transformation dans les rotations.

Considérons d'abord les états de la configuration $(1f_{7/2}, 1d_{3/2}^{-1})$. L'état 3^- à 3,74 MeV n'est certainement pas un état simple à une particule-un trou, mais plutôt un état collectif à caractère vibrationnel. Il faut donc s'attendre à ce que la méthode R.P.A. rende mieux compte de ses propriétés de désexcitation, que la méthode T.D.A. (voir le chapitre I). En fait, la première prédit une probabilité de transition réduite vers l'état fondamental proche du résultat expérimental $(1,5 \cdot 10^3 \text{ e}^2 \text{ fm}^6)$, alors que la seconde sous estime cette valeur d'un facteur 2.

Dans le tableau I suivant, les largeurs expérimentales des transitions à partir des états 5^- et 4^- à 4,49 et 5,61 MeV sont comparées aux valeurs prédites par un modèle extrême (états à configuration $(1f_{7/2}, 1d_{3/2}^{-1})$ pure), et par les méthodes T.D.A. [réf. 1] et R.P.A. (Tabakin) [réf. 2]. Les caractéristiques électromagnétiques (autres que les rapports d'embranchement) de l'état 2^- du groupe I à 7,53 MeV ne sont pas connues, et la comparaison précédente n'est donc pas possible dans ce cas. Elle est cependant étendue aux états 2^- du groupe IV à 6,026 et 6,75 MeV afin d'étudier dans quelle mesure les transitions à partir de ces états vers l'état 3^- du groupe I à 3,74 MeV peuvent être dues à la présence d'une composante $(1f_{7/2}, 1d_{3/2}^{-1})$ dans leur fonction d'onde.

Tableau I

Expérience *					Théorie (largeurs en meV)				
E_x (MeV)	J^π	Transition vers :		Largeur (meV)	T.D.A.		R.P.A.		Extrême Largeur
		E_x	J^π		E_x	Largeur	E_x	Largeur	
4,49	5^-	3,74	3^-	$1,7 \pm 0,1 \cdot 10^{-3}$	5,15	0	5,20	$3,4 \cdot 10^{-5}$	$0,6 \cdot 10^{-3}$
5,61	4^-	3,74	3^-	$0,54 \pm 0,13$	6,65	0,8	7,25	0,04	0,56
		4,49	5^-	$0,22 \pm 0,07$				0,03	0,12
6,03	2^-	3,74	3^-	$2,4 \pm 0,4$	7,28	5,4	7,65	0,5	2
6,75	2^-	3,74	3^-	$5,4 \pm 1,5$					5,7

* Voir l'appendice B : [réf. 48] et [réf. 4] en particulier.

Ce tableau montre que les valeurs prédites par le modèle extrême sont en bon accord avec les valeurs expérimentales, ce qui semble prouver que les transitions considérées sont dues en grande partie à la composante ($1f_{7/2}, 1d_{3/2}^{-1}$). (Il sera montré dans la suite que les états 2^- à 6,03 et 6,75 MeV ne peuvent contenir en fait que moins de 20% de cette configuration. L'accord précédent est donc fortuit dans ce cas). Les deux autres méthodes sous estiment d'au moins un facteur 10^2 la largeur E2 de la transition $5^- \rightarrow 3^-$. De façon générale, les autres largeurs (E2 + M1) sont sous estimées (en moyenne d'un facteur 10) par la méthode R.P.A. Dans la méthode T.D.A., l'examen des largeurs partielles associées à chaque multipolarité- montre que les transitions M1 sont largement surestimées (influence des transitions favorisées $\Delta T = 1$), au détriment des transitions E2.

Dans le tableau II, les largeurs (E2 + M1) expérimentales associées au deuxième état 3^- à 7,12 MeV dans le groupe I sont comparées aux valeurs prédites par un modèle extrême, et par la méthode R.P.A. (Tabakin) [réf. 2] qui prévoit cet état à une énergie de 7,85 MeV. (La méthode T.D.A. [réf. 1] le prévoit à une énergie de 7,74 MeV. Comme précédemment, les largeurs sont surestimées dans cette méthode à cause des composantes d'isospin $T=1$ qui favorisent les transitions M1. La largeur E2 prédite vers l'état 5^- a une valeur de 0,31 MeV).

Les deux séries de valeurs déduites du modèle extrême sont obtenues comme suit : i) les valeurs les plus faibles correspondent à un état 3^- à 7,12 MeV ayant une configuration pure ($2p_{3/2}, 1d_{3/2}^{-1}$). Les états 3^- , 5^- et 4^- vers lesquels il se désexcite étant supposé à configuration pure ($1f_{7/2}, 1d_{3/2}^{-1}$), les transitions M1 sont interdites ; ii) les valeurs entre parenthèses sont obtenues en supposant que l'état 3^- à 7,12 MeV a une faible composante (9%) sur la configuration ($1f_{7/2}, 1d_{3/2}^{-1}$). Cette composante favorise la transition M1 vers l'état 3^- à 3,74 MeV.

Comme pour les niveaux à plus basse énergie, il semble que la méthode R.P.A. (Tabakin) sous-estime les largeurs partielles d'au moins un facteur 10, ce qui peut s'expliquer par la complexité des fonctions d'onde obtenues. Les valeurs déduites du modèle extrême sont en accord raisonnable avec les valeurs expérimentales, pour les transitions vers les états 3^- et 5^- . Par contre la transition vers l'état 4^- n'est pas reproduite.

Tableau II

E_x (MeV)	J^π	Transition vers		Largeurs en meV		
		E_x (MeV)	J^π	Expérience	Extrême	R.P.A. [réf. 2]
7,117	3^-	3,74	3^-	$3,9 \pm 2$	0,24; (3,9)	0,37
		4,49	5^-	$1,3 \pm 0,5$	1,8 ; (1,8)	0,08
		5,61	4^-	$1,3 \pm 0,6$	0,03; (0,04)	0,014

Il apparaît d'autre part, que l'état 3^- à 6,29 MeV du groupe IV (qui est le deuxième état 3^- dans ^{40}Ca si aucune classification n'est faite) est très mal décrit par les modèles considérés : la largeur de sa transition vers l'état 3^- à 3,74 MeV est en effet beaucoup plus faible ($< 8 \cdot 10^{-2}$) que celle relative à la transition vers l'état 5^- à 4,49 MeV ($1,2 \pm 0,5$). Inversement, l'état 3^- à 6,58 MeV dans le groupe IV a une largeur associée à la transition vers l'état 5^- quinze fois plus faible que celle associée à la transition vers l'état 3^- .

En conclusion, les prédictions théoriques des propriétés électromagnétiques du deuxième état 3^- à structure une particule-un trou dans ^{40}Ca , sont en bien meilleur accord avec les valeurs expérimentales relatives au deuxième état 3^- du groupe I, qu'avec celles relatives aux états 3^- du groupe IV. Ce fait est en faveur de la classification entreprise.

Les états 0^- à 8,28 et 8,36 MeV représentent un cas intéressant : ils se désexcitent par transitions M1 ou E2 pures. Seule cependant la vie moyenne du niveau à 8,36 MeV a pu être mesurée. Dans le tableau III, les propriétés électromagnétiques de ce niveau sont comparées aux prévisions théoriques des modèles extrême et R.P.A. (Tabakin) [réf. 2]. Le modèle extrême suppose des états 0^- et 1^- à configuration pure ($2p_{3/2}, 1d_{3/2}^{-1}$), $T=0$ et des états 2^- à configuration pure ($1f_{7/2}, 1d_{3/2}^{-1}$) $T=0$. Les deux séries de valeurs obtenues avec la méthode R.P.A. correspondent respectivement à l'interaction réaliste de Tabakin, et à une interaction effective schématique de type δ (valeurs entre parenthèses). L'interaction

réaliste prédit des états 0^- , 1^- et 2^- situés à des énergies équivalentes, ce qui explique les très faibles valeurs obtenues. L'interaction δ prédit une largeur E2 vers le premier état 2^- dans ^{40}Ca , équivalente à la largeur M1 vers l'état 1^- de la configuration $(2p_{3/2}, 1d_{3/2}^{-1})$, ce qui est en contradiction avec l'expérience.

Tableau III.

E_x (MeV)	J^π	Transitions vers			Largeurs en meV		
		E_x (MeV)	Groupe	J^π	Expérience	Extrême	R.P.A. [réf.2]
8,36	0^-	6,95	I	1^-	$3,3 \pm 1,5$	1,21	$1,7 \cdot 10^{-2}; (0,16)$
		5,91	IV	1^-	$< 0,3$	6,5	
		7,53	I	2^-	$< 0,3$	$0,7 \cdot 10^{-2}$	0
		6,03	IV	2^-	$< 0,3$	1,28	
							(0,14)

Le modèle extrême prédit des valeurs en bon accord avec les valeurs expérimentales relatives aux états 1^- et 2^- du groupe I. Par contre il ne reproduit pas du tout celles relatives aux états 1^- et 2^- du groupe IV.

On remarque à propos de la transition vers l'état 1^- du groupe I, que la valeur prédite par le modèle extrême est une valeur maximale tant qu'on se limite à une transition $\Delta T = 0$. En effet l'introduction de composantes $(2p_{1/2}, 1d_{3/2}^{-1})$ ou $(2p_{3/2}, 1d_{5/2}^{-1})$ dans la fonction d'onde de l'état 1^- diminue la largeur M1 de la transition. Il semble donc nécessaire pour augmenter la valeur prédite, d'introduire dans les fonctions d'onde des états 0^- et 1^- considérés des composantes sur les configurations d'isospin $T=1$. Ces composantes, cependant, peuvent être très faibles : il suffit qu'elles soient présentes dans la fonction d'onde de l'état 0^- ou de l'état 1^- avec une amplitude de 30% environ pour que la valeur expérimentale soit atteinte.

Les états $T=1$ de la configuration $(1f_{7/2}, 1d_{3/2}^{-1})$ représentent un autre exemple qui permet de vérifier la validité de la classification entreprise, ainsi que la structure des états du groupe I. En effet, ces états $T=1$ se désexcitent préférentiellement par transition M1, $\Delta T = 1$ vers les états $T=0$ de la même configuration. Dans le cadre d'un modèle extrême (états à configuration pure), la largeur M1, $\Delta T = 1$ de la transition entre un état de spin J_i et un état de spin J_f est principalement due à la particule sur la couche $1f_{7/2}$. C'est-à-dire que :

$$\Gamma(M1, \Delta T=1, J_i \rightarrow J_f) \approx K(2J_f+1) [W(7/2 \ 7/2 \ J_i \ J_f ; 1 \ 3/2)]^2 E_\gamma^3$$

où K est un coefficient qui dépend du carré de l'élément de matrice réduit de l'opérateur magnétique dans la couche $1f_{7/2}$ et E_γ est l'énergie de la transition. Pour J_i donné, le coefficient W de Racah est maximal pour $J_f = J_i$. Les transitions $M1, \Delta T=1, \Delta J=0$ sont donc favorisées, et cela d'autant plus que J_i est grand.

Dans le tableau IV, les propriétés électromagnétiques des états 2^- , 3^- et 5^- (la vie moyenne de l'état 4^- n'est pas connue) de la configuration $(1f_{7/2}, 1d_{3/2}^{-1})$ $T=1$, sont comparées aux prévisions des modèles extrêmes et R.P.A. (Tabakin) [réf.2]. Le modèle extrême suppose des états à configuration $(1f_{7/2}, 1d_{3/2}^{-1})$ pure, et tient compte de la contribution de la couche $1d_{3/2}$ dans les transitions $M1$. Les états $T=1$ précédents ont sans doute des vies moyennes très courtes (de l'ordre de 10^{-15} seconde) non mesurables par effet Doppler dans une réaction $(p, p'\gamma)$ à 12 MeV. Seules des limites ont donc été obtenues, et c'est pourquoi la comparaison des valeurs théoriques et expérimentales est faite à propos des rapports d'embranchement. (τ en unité 10^{-15} s, Γ en meV).

Tableau IV

E_x (MeV)	Transitions vers					Expérience		Extrême			R.P.A. [réf.2]		
	J^π	T	E_x	J^π	T	%	τ	$\Gamma(M1)$	%	τ	$\Gamma(M1)$	%	τ
8,55	5^-	1	4,49	5^-	0	>90	<30	$4,3 \cdot 10^3$	99	0,15	$2,8 \cdot 10^3$	90	0,21
			5,61	4^-	0	<10		40	1		300	10	
7,70	3^-	1	3,74	3^-	0	>90	<19	$2,5 \cdot 10^3$	98	0,26	300	72	1,6
			5,61	4^-	0	<10		30	1,4		80	19	
			7,53	2^-	0	<10		0,01	0		0	0	
			6,03	2^-	0	<10		12	0,6				
8,43	2^-	1	7,53	2^-	0	<10	<20	26	5	1,65	20	6	2,1
			6,03	2^-	0	10 ± 5		500	55				
			3,74	3^-	0	90 ± 15		370	40		137	44	

Certaines transitions prédites par la méthode R.P.A. et non observées expérimentalement, ne sont pas reportées dans le tableau IV. Les transitions vers l'état 2^- du groupe IV à 6,03 MeV sont calculées à l'aide du modèle extrême, afin de vérifier que ce niveau ne peut pas représenter l'état 2^- à structure $(1f_{7/2}, 1d_{3/2}^{-1})$ dans ^{40}Ca . En effet, le rapport d'embranchement (10%) de l'état 2^- , $T=1$ vers le premier état 2^- , $T=0$ du groupe IV montre que ce dernier contient au plus 20% de cette configuration. (Ce résultat est en accord avec le facteur spectroscopique).

pique obtenu à propos de ce niveau dans la réaction ($^3\text{He}, d$) [réf. 18, appendice B]).

Si on omet l'état 2^- du groupe IV à 6,03 MeV, les rapports d'embranchement calculés avec le modèle extrême pour l'état 2^- , $T=1$ sont : 94% vers l'état 3^- à 3,76 MeV et 6% vers l'état 2^- à 7,53 MeV. Bien que la comparaison ne puisse se faire qu'à propos des rapports d'embranchement, il semble que le modèle extrême prédise correctement les propriétés électromagnétiques des états $T=1$ considérés.

La conclusion de ce paragraphe peut être la suivante : la partition des états de parité négative dans ^{40}Ca jusqu'à 9 MeV d'excitation en deux groupes distincts, ainsi que les critères simples sur lesquels cette partition est fondée, sont justifiés par la comparaison des énergies et des propriétés électromagnétiques théoriques et expérimentales relatives aux niveaux qui composent le groupe le plus simple, à structure une particule-un trou (groupe I).

2B) Groupe II - Structure deux particules-deux trous.

Lors de la discussion sur la structure de ce groupe, il a été fait allusion à la possibilité d'existence d'états collectifs vibrationnels à deux quanta d'oscillation, qui présenteraient en première approximation les mêmes caractéristiques (énergie d'excitation et désexcitation) que des états simples à deux particules-deux trous. En fait, si ce mode d'excitation collective existe dans ^{40}Ca , il est probable qu'il n'est pas concentré sur un niveau particulier, mais plutôt réparti entre un certain nombre de niveaux ayant d'autre part des composantes plus ou moins importantes sur des configurations simples à deux particules-deux trous. Il faut d'ailleurs remarquer que les niveaux du groupe II n'ont pas un comportement uniforme vis-à-vis de la réaction $^{40}\text{Ca}(\alpha, \alpha')^{40}\text{Ca}$ [réf. 13 de l'appendice B] : seuls ceux situés à 7,92 ; à 8,19 et à 8,37 MeV sont observés dans cette réaction avec une intensité appréciable (probabilité de transition par rapport à l'état fondamental, de l'ordre de 2 unités de Weisskopf^{*}). Ce fait peut s'expliquer si on considère que la réaction (α, α') excite généralement de façon préférentielle les états à caractère collectif vibrationnel : les trois niveaux précédents contiendraient alors la plus grande part du mode collectif mentionné.

Une première estimation théorique de l'énergie des états à deux particules-deux trous ($1f_{7/2}^2, 1d_{3/2}^{-2}$), $T=0$ est fournie par la formule de L. Zamick [réf. 4]

* Probabilités déduites d'un modèle vibrationnel [réf. 10 du chapitre II]. Les valeurs ainsi calculées sont généralement plus faibles que celles obtenues directement à partir des mesures de vies moyennes.

qui, suivant l'idée de Bansal et French [réf. 5], utilise une interaction particule-trou de la forme $H = -a + b \vec{t}_1 \vec{t}_2$ ($\vec{t}_i$ opérateur isospin du corps i). En supposant, comme le suggèrent les calculs théoriques (voir ^{42}Ca), que le premier état 0^+ excité dans ^{42}Ca a une configuration quatre particules-deux trous ($1f_{7/2}^4 T=0$, $1d_{3/2}^{-2} T=1$), $T=1$ on obtient $a = -0,3$ MeV et $b = 2,9$ MeV, ce qui place l'état deux particules-deux trous ($1f_{7/2}^2 T=1$, $1d_{3/2}^{-2} T=1$), $T=0$ à 4,7 MeV dans ^{40}Ca . Cependant, une estimation identique situe l'état à quatre particules-quatre trous le plus bas à 5 MeV, en contradiction avec la plupart des données récentes admises à propos de ^{40}Ca .

P. Federman et S. Pittel [réf. 6], à partir d'un modèle en couche sphérique et en considérant tous les états de spin et isospin intermédiaire possibles, prédisent des états 2^+ à 5,45 et 5,92 MeV ayant une composante ($1f_{7/2}^2$, $1d_{3/2}^{-2}$) d'intensité 60%. Par contre W.J. Gerace et A.M. Green [réf. 7], en introduisant des états de base déformés, situent à plus de 7 MeV les premiers états à composante principale sur cette configuration.

Si on suppose que les états 4^+ du groupe II à 7,92 et 8,37 MeV se désexcitent vers le groupe I par transition E1, leur vie moyenne correspond à une probabilité de transition $|M|_{E1}^2$ de l'ordre de 10^{-4} unité de Weisskopf. Cette valeur est en accord avec celles obtenues pour les transitions E1 connues dans ^{40}Ca à plus basse énergie d'excitation (transitions du groupe IV vers le groupe III).

La limite supérieure de 10% obtenue pour les rapports d'embranchement de l'état 4^+ à 8,37 MeV vers les états 2^+ du groupe III à 3,90 ; 5,25 et 5,62 MeV correspond à des probabilités de transition $|M|_{E2}^2$ vers ces états 2^+ , inférieures respectivement à 0,02 ; 0,15 et 0,3 unité de Weisskopf. Ces faibles valeurs (dans ^{40}Ca , comme d'ailleurs dans la plupart des autres noyaux, les transitions E2 connues ont le plus souvent des probabilités de transition de plusieurs unités de Weisskopf) montrent que l'intensité de la composante à deux particules-deux trous est certainement faible dans les fonctions d'onde des états 2^+ du groupe III considérés. On peut tenter de déterminer approximativement la valeur de cette intensité, si on admet par exemple qu'une intensité de 100% (états 2^+ à configuration deux particules-deux trous pure) engendrerait une transition E2 à partir de l'état 4^+ à 8,37 MeV avec une probabilité de une unité de Weisskopf, ce qui probablement représente un minimum. Dans cette hypothèse, les états 2^+ à 3,90 ; 5,25 et 5,62 MeV du groupe III, contiennent au plus et respectivement 2%, 15% et 30% de l'intensité de la configuration ($1f_{7/2}^2$, $1d_{3/2}^{-2}$) $J=2$. Cette estimation est, bien sûr, très approximative et il faudrait, pour obtenir des renseignements plus précis à ce sujet, étudier une réaction de transfert de

deux nucléons sur une cible correspondant (dans un modèle extrême) à deux trous dans l'état fondamental de ^{40}Ca . ^{38}Ca n'étant pas stable, la cible la plus appropriée est ^{38}Ar . Les réactions possibles de transfert de deux protons sont du type $(^3\text{He}, n)$, $(^{12}\text{C}, ^{10}\text{Be})$ ou $(^{16}\text{O}, ^{14}\text{C})$. La première suppose l'emploi d'un faisceau pulsé, pour obtenir l'énergie des neutrons par leur temps de vol. Les deux dernières, étant donné la nature gazeuse de la cible, ne seraient sans doute exploitables qu'en coïncidence avec les gammas de désexcitation des états excités (voir à ce sujet le chapitre II : réaction $(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}\gamma)$). Ce dernier procédé est aussi applicable à la réaction $(^3\text{He}, n)$. Il pourrait d'ailleurs, dans ce cas, être utilisé pour connaître le temps de vol des neutrons ($\Delta t = t(n) - t(\gamma)$), à supposer qu'on puisse trouver un compromis acceptable entre la longueur de la base de vol, l'angle solide de détection des neutrons, la résolution en temps et la discrimination neutrons-gammas.

2C) Groupe III - Structure 2n particules-2n trous.

L'apparition à basse énergie d'excitation (≤ 7 MeV dans ^{40}Ca) d'un grand nombre d'états de parité positive, ainsi que l'existence entre certains d'entre eux de probabilités de transition $B(E2)$ importantes (plusieurs unités de Weisskopf) ont conduit des théoriciens à l'hypothèse de la coexistence d'états collectifs déformés et sphériques [réf. 9] dans des noyaux considérés primitivement comme sphériques.

Des calculs de ce genre sont faits à propos de ^{40}Ca par W.J. Gerace et A.M. Green [réf. 7] : les états de base déformés à 2n particules-2n trous sont obtenus à partir d'orbitales de Nilsson [réf. 10], les paramètres de déformation et le facteur de recouvrement $\langle |def| \rangle$ (voir le chapitre I), sont voisins de ceux calculés par G.F. Bertsch [réf. 11]. Les éléments de matrice à deux corps entre états sphériques et déformés et entre états déformés de configurations différentes sont obtenus à l'aide des éléments de matrice calculés par T.T.S. Kuo [réf. 12] à partir d'une interaction réaliste de Hamada-Johnston. Les énergies non perturbées des états déformés sont considérées comme des paramètres et ajustées pour qu'après diagonalisation de l'interaction dans la base mixte (sphérique et déformée) construite, les valeurs propres obtenues soient aussi proches que possible des énergies expérimentales des niveaux qui sont supposés représenter ces états déformés.

Pour expliquer la présence de l'état 0^+ à 5,21 MeV, ce modèle nécessite l'introduction de configurations à huit particules-huit trous. D'autre part, il ne prédit pas suffisamment d'états 2^+ en-dessous de 7 MeV, à moins de les faire apparaître par l'intermédiaire du paramètre d'asymétrie γ , ce qui est possible de deux manières :

a) en choisissant une valeur moyenne de γ nulle (ce qui correspond à un noyau ayant une symétrie axiale), mais des valeurs instantanées finies qui créent un état 2^+ vibrationnel (état $K=2$) sur lequel est bâtie une bande de rotation de membres 2^+ , ($K=2$), 3^+ , 4^+ , 5^+ etc ... [réf. 13].

b) en adoptant un paramètre γ fixe de valeur non nulle (noyau asymétrique). Les états 2^+ , 3^+ , 4^+ etc ... précédents résultent alors directement de la rotation du noyau asymétrique [réf. 14].

Les deux approches précédentes fournissent des résultats très semblables pour γ compris entre 20° et 30° , tant qu'on se limite aux états à basse énergie d'excitation. Cependant la seconde est plus facile à employer, en particulier pour l'évaluation des probabilités de transition électromagnétique.

La comparaison des prédictions faites à partir d'états collectifs déformés et des résultats expérimentaux, a été discutée par Gerace et Green [réf. 7] et par R. Anderson et coll. [réf. 4 de l'appendice B] pour les niveaux situés au-dessous de 7 MeV d'excitation. Ils concluent à l'existence de trois bandes de rotation qui contiennent les neuf premiers niveaux du groupe III :

- quatre particules-quatre trous $K=0$: 0^+ à 3,35 ; 2^+ à 3,90 et 4^+ à 5,28 MeV
- quatre particules-quatre trous $K=2$: 2^+ à 5,25 ; 3^+ à 6,03 et 4^+ à 6,51 MeV
- huit particules-huit trous $K=0$: 0^+ à 5,21 ; 2^+ à 5,62 et 4^+ à 6,54 MeV.

Les valeurs prédites pour les transitions électromagnétiques entre les niveaux précédents sont en accord raisonnable avec l'expérience. Toutefois, la forte transition (≈ 50 unités de Weisskopf) prévue entre les niveaux à 5,62 et 5,21 MeV est difficilement observable étant donnée son énergie (0,41 MeV) : elle représente en effet un rapport d'embranchement nettement inférieur à 10^{-2} . Ce problème se retrouve pour plusieurs transitions prédites au-dessus de 7 MeV d'excitation, et il limite pour l'instant à un domaine restreint les comparaisons précises possibles. Deux remarques cependant peuvent être faites :

1) le modèle précédent prévoit un état 0^+ à 7,20 MeV, se désexcitant préférentiellement vers les états 2^+ à 5,62 et 3,90 MeV. Les auteurs identifient cet état 0^+ à celui existant effectivement à 7,30 MeV dans ^{40}Ca [réf. 20 de l'appendice B]. Cependant ce dernier se désexcite principalement vers l'état 2^+ à 5,25 MeV, ce qui semble prouver que l'accord des énergies est fortuit. Le seul niveau entre 7 et 8 MeV qui pourrait à la rigueur présenter les caractéristiques électromagnétiques annoncées, se situe à 7,81 MeV. Son spin n'est pas connu.

2) L'état 2^+ à 7,114 MeV, mis en évidence par ce travail, présente des caractéristiques particulières : il se désexcite préférentiellement vers les états 0^+ et 2^+ à 5,21 et 5,62 MeV. Si on suppose que les transitions sont entièrement E2,

la vie moyenne (voir l'appendice B) permet d'établir le tableau suivant : ($|M|^2$, probabilités de transition en unité de Weisskopf).

E_x (MeV)	J^π	Transition vers E_x (MeV) J^π		$ M ^2$ u.W.
7,114	2^+	0	0^+	$(3,5 \pm 2)10^{-2}$
		3,90	2^+	$0,5 \pm 0,2$
		5,21	0^+	5 ± 2
		5,62	2^+	4 ± 2

Il semble qu'une parenté existe entre l'état 2^+ à 7,114 MeV et les états 0^+ et 2^+ à 5,21 et 5,62 MeV. Cette parenté pourrait s'expliquer, dans le cadre de l'image adoptée par Gerace et Green, en considérant le niveau à 7,114 MeV comme l'état $K=2$ correspondant à la configuration qui engendre l'état $K=0$ à 5,21 MeV. Le modèle rotationnel asymétrique de Davydov et Filippov [réf. 14] permet de prévoir la position de cet état 2^+ , $K=2$ en fonction du paramètre de déformation γ . Si on prend pour ce dernier la valeur obtenue pour la bande $K=2$ de la configuration quatre particules-quatre trous ($\gamma = 23^\circ$) et qu'on adopte les énergies non perturbées utilisées par Gerace et Green, on trouve pour l'état 2^+ , $K=2$ associé à l'état 0^+ , $K=0$ à 5,21 MeV, une énergie de 7,09 MeV, en excellent accord avec la valeur expérimentale.

Il faut bien remarquer que, si cet accord semble confirmer une parenté entre le niveau à 7,114 MeV et les niveaux à 5,21 et 5,62 MeV, il n'indique par contre rien sur la structure commune de ces niveaux. Au plus, si l'hypothèse d'un état 2^+ , $K=2$ associé à l'état 0^+ , $K=0$ à 5,21 MeV est valable, il pourrait suggérer que cette structure n'est pas fondamentalement différente de la structure à quatre particules-quatre trous ($1f_{7/2}^4, 1d_{3/2}^{-4}$) $T=0$ des états 2^+ , $K=2$ et 0^+ , $K=0$ à 5,25 et 3,35 MeV. Elle pourrait par exemple être une représentation moins déformée de cette dernière, comme le montrent les considérations suivantes :

Une autre façon d'aborder le problème consiste en effet à tenir compte de tous les spins et isospins intermédiaires résultant du couplage des particules ou des trous qui composent une configuration donnée. C'est-à-dire par exemple que la configuration ($1f_{7/2}^4, 1d_{3/2}^{-4}$), $T=0$ ne se compose pas uniquement, comme précédemment, du terme $[(1f_{7/2}^4, T_p=0), (1d_{3/2}^{-4}, T_t=0)]$, $T=0$ mais comprend les termes avec $T_p = T_t = 1$ et 2. Ces états à fort couplage intermédiaire sont généralement favorisés en énergie, si l'interaction particule-trou a la forme préconisée par

L. Zamick [réf. 4] et déjà citée dans le paragraphe précédent (2B). Ils peuvent donc fournir un moyen de décrire les nombreux états de parité positive présents à basse énergie dans ^{40}Ca , sans introduire des configurations aussi complexes que celles employées par Gerace et Green.

Ce type de calcul a été effectué par P. Federman et S. Pittel [réf. 6] pour les états 0^+ et 2^+ de ^{40}Ca . Les configurations utilisées sont de la forme $2n$ particules- $2n$ trous avec $n \leq 2$.

Les éléments de matrice à deux corps de l'interaction résiduelle résultent pour la plupart, de travaux indépendants où ils sont ajustés empiriquement pour rendre compte des résultats expérimentaux (voir le chapitre I). L'énergie de séparation ($1f_{7/2} - 1d_{3/2}$) est, elle aussi, ajustable. Cette méthode semble effectivement pouvoir rendre compte des états 2^+ et 0^+ identifiés dans ^{40}Ca au dessous de 7 MeV. D'autre part, elle reproduit raisonnablement la plupart des transitions E2 connues entre ces niveaux.

Il faut remarquer qu'elle n'est pas en contradiction avec l'existence d'une bande de rotation fondée sur l'état 0^+ à 3,35 MeV. En effet elle prédit pour cet état, ainsi que pour l'état 2^+ à 3,90 MeV, une configuration $[(1f_{7/2}^4, T_p = 0), (1d_{3/2}^{-4}, T_t = 0)]$, $T=0$ largement prédominante. Dans le cadre d'un modèle à couplage faible, cette configuration peut être représentée par le couplage $^{36}\text{Ar} \otimes ^{44}\text{Ti}$. Par analogie avec les propriétés de la couche s-d (une configuration semblable s'écrit pour $^{16}\text{O} : ^{12}\text{C} \otimes ^{20}\text{Ne}$), on peut supposer que la structure de ^{44}Ti est telle que les quatre nucléons ($1f_{7/2}^4, T_p = 0$) engendrent un état déformé.

Par contre le deuxième état 0^+ à 5,21 MeV, est prédit avec une configuration dominante ($1f_{7/2}^4, 1d_{3/2}^{-4}$), $T=0$ d'isospin intermédiaire égal à 2, c'est-à-dire qu'il correspond approximativement, dans l'image précédente, au couplage $^{36}\text{Ca} \otimes ^{44}\text{Ca}$ ($^{12}\text{O} \otimes ^{20}\text{O}$ pour ^{16}O dans la couche s-d) : c'est une représentation de la structure quatre particules-quatre trous probablement moins déformée que la précédente.

Les données expérimentales existantes ne permettent pas de choisir entre les deux méthodes qui viennent d'être évoquées. La transition prédite entre les états 2^+ et 0^+ à 5,62 et 5,21 MeV est plus importante dans le premier calcul (membres d'une même bande de rotation) que dans le second, mais la valeur expérimentale est très difficile à atteindre, comme cela a déjà été dit.

Le grand avantage de la seconde méthode est de ne pas nécessiter l'emploi de configurations trop complexes, dont l'existence à basse énergie d'excitation est, pour le moment, hypothétique. D'autre part, elle peut permettre de repérer les niveaux associés à des représentations particulières d'une configuration donnée, et susceptibles d'être décrits comme des états déformés.

A ce propos, il est intéressant d'étudier dans quelle mesure les états 0^+ à 3,35 ; 2^+ à 3,90 et 4^+ à 5,28 MeV représentent les trois premiers membres d'une bande de rotation. Cela peut être fait en recherchant le membre 6^+ , que la loi en $J(J+1)$ prédit à une énergie voisine de 7,40 MeV et qui doit se trouver, s'il existe, dans le groupe III.

Un tel état ne pourrait se désexciter que par transition E2 vers les états 4^+ du groupe III, et en particulier vers le premier d'entre eux à 5,28 MeV (énergie de transition la plus élevée, et accélération entre niveaux d'une même bande). Trois niveaux entre 6,5 et 8 MeV présentent cette caractéristique : les niveaux à 6,93 ; 7,40 et 7,68 MeV. Le premier (6,93) fait partie d'un doublet, dont l'existence est déduite de l'incompatibilité des vies moyennes associées aux différentes transitions qui en sont issues (voir le tableau F de l'appendice B).

Un deuxième critère de sélection pour cet état 6^+ , est fourni par la réaction $^{36}\text{Ar}(^7\text{Li}, t)^{40}\text{Ca}$ qui, dans l'hypothèse d'un mécanisme de réaction directe, est susceptible d'exciter les composantes à quatre particules-quatre trous dans ^{40}Ca . La figure 19 de l'appendice A montre que cette réaction est effectivement sélective : bien que la mauvaise résolution ne permette pas d'identifier de façon précise tous les niveaux excités, il semble bien que ceux-ci appartiennent pour la plupart au groupe III. On voit que les états 0^+ et 2^+ à 3,35 et 3,90 MeV sont excités. La contribution de l'état 4^+ à 5,28 MeV dans le pic apparaissant vers 5,25 MeV n'est pas connue, mais il est probable qu'elle est appréciable. Dans ces conditions, l'état 6^+ recherché, s'il fait partie de la bande de rotation (3,35 ; 3,90 ; 5,28 MeV) doit être excité dans la réaction précédente, et cela d'autant plus qu'il est favorisé par le moment transféré (environ 5 $\hbar$ pour cette réaction à 28 MeV). Ce dernier critère élimine les niveaux à 7,40 et 7,68 MeV qui ne sont pas observés dans la réaction $(^7\text{Li}, t)$. Par contre, il n'élimine pas le niveau à 6,93 MeV dont la contribution dans le pic important apparaissant à cette énergie n'est pas connue.

Si ce niveau est l'état 6^+ cherché, sa probabilité de transition réduite $B(E2)$ vers l'état 4^+ à 5,28 MeV est de $660 \pm 300 \text{ e}^2 \text{ fm}^4$. La valeur prédite s'obtient aisément à partir du moment quadrupolaire intrinsèque de la bande de rotation :

$$B(E2, 6^+ \rightarrow 4^+) = \frac{5}{16\pi} Q_0^2 (\langle 6200 | 40 \rangle)^2,$$

ce qui donne avec : $Q_0 = 89,6 \text{ fm}^2$ [réf. 7],

$$B(E2, 6^+ \rightarrow 4^+) = 250 \text{ e}^2 \text{ fm}^4.$$

Il faut noter que les valeurs $B(E2, 4^+ \rightarrow 2^+)$ prédite et expérimentale sont respectivement 300 et $570 \pm 200 \text{ e}^2\text{fm}^4$, donc tout à fait comparables aux précédentes.

Pour obtenir des informations plus précises sur ce sujet, deux expériences doivent être faites : d'une part une expérience de transfert du type $^{36}\text{Ar}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}\gamma)^{40}\text{Ca}$ (voir le chapitre II) qui complèterait les résultats obtenus par la réaction $^{36}\text{Ar}(^7\text{Li}, t)^{40}\text{Ca}$, d'autre part une expérience de corrélations angulaires capable de déterminer le spin du niveau à 6,93 MeV. Ces deux expériences, ainsi que celles suggérées à propos du groupe II ($^{38}\text{Ar}(^{12}\text{C}, ^{10}\text{Be}\gamma)^{40}\text{Ca}$ notamment), nous semblent des étapes difficiles mais nécessaires dans la progression des connaissances sur les états de parité positive dans ^{40}Ca .

2D) Groupe IV - Structure $(2n+1)$ particules- $(2n+1)$ trous.

L'étude du groupe I a montré que l'espace des configurations $\hbar\omega$ (une particule-un trou) n'est pas capable de rendre compte (avec des interactions raisonnables) du groupe IV, tant pour les énergies que pour les probabilités de transition. Gerace et Green [réf. 15] introduisent pour décrire ce groupe IV, des états de base déformés construits sur des configurations à trois particules-trois trous. Ces états déformés sont rajoutés aux états une particule-un trou obtenus par la méthode R.P.A., pour constituer la base mixte dans laquelle le problème est traité. Le procédé est identique à celui employé pour les états de parité positive (voir 2C).

Les états de parité négative dans ^{40}Ca apparaissent donc comme des superpositions de configurations une particule-un trou sphériques et trois particules-trois trous déformées. Utilisant les fonctions d'onde obtenues par cette méthode, P. Goode [réf. 16] a calculé les probabilités de transition E2 entre ces états. On peut en déduire les conclusions suivantes :

a) les états 1^- , 2^- et 3^- à 5,91 ; 6,027 et 6,29 MeV dans le groupe IV apparaissent comme les premiers membres d'une bande de rotation de configuration dominante à trois particules-trois trous.

b) Le premier état 2^- à caractère une particule-un trou largement dominant ($> 95\%$), est prédit à 8,09 MeV, et peut être identifié avec l'état 2^- à 7,53 MeV dans le groupe I.

Au dessous de cette énergie, deux états 2^- supplémentaires sont prédits : l'un à 6 MeV est identifié avec le niveau à 6,027 MeV du groupe IV et fait partie de la bande rotationnelle mentionnée ci-dessus, l'autre à 7,24 MeV a des composantes équivalentes sur les parties sphérique et déformée de la base (respectivement 70% et 30% en intensité). Ce dernier état 2^- peut être identifié avec l'état 2^- à 6,75 MeV dans le groupe IV, qui est effectivement excité ($S_\ell = 0,2$) dans la réac-

tion $^{39}\text{K}(^3\text{He},\text{d})^{40}\text{Ca}$.

c) Le deuxième état 3^- à caractère une particule-un trou relativement pur ($> 85\%$) est prédit à une énergie de 7,02 MeV, donc très voisine de celle du deuxième état 3^- dans le groupe I (7,12 MeV). De plus l'accord entre les propriétés électromagnétiques prédites et expérimentales à propos de ces états, est bon : le rapport des probabilités de transition réduites $B(E2)$ associées aux transitions vers les états 3^- et 5^- à 3,74 et 4,49 MeV dans le groupe I a pour valeur théorique 0,85 et 0,8 pour valeur expérimentale (en supposant des transitions E2 pures).

Finalement, il semble que l'image adoptée par Gerace et Green soit bien adaptée à la description des états de parité négative dans ^{40}Ca . Elle confirme d'autre part la classification faite. Il faut cependant remarquer que la densité de niveaux prédite est trop faible. Par exemple l'état 3^- à 6,58 MeV dans le groupe IV n'est pas reproduit. Comme pour les états de parité positive, il serait nécessaire, dans le cadre de cette image, d'introduire des états à déformation γ (vibrationnels-rotationnels, ou rotationnels-purs).

3) ^{42}Ca , ^{44}Ca et ^{48}Ca

La présence de paires de neutrons sur la couche $1f_{7/2}$ modifie l'image relativement simple obtenue pour ^{40}Ca . De plus les informations sur ^{42}Ca , ^{44}Ca et ^{48}Ca sont bien moins nombreuses et souvent moins précises que sur ^{40}Ca .

Dans ^{42}Ca , la plupart des états de parité positive jusqu'à au moins 6 MeV d'excitation, sont probablement des superpositions de configurations à deux particules-zéro trou et quatre particules-deux trous. Les états de parité négative, du type trois particules-un trou et cinq particules-trois trous, s'en déduisent par l'action d'un opérateur à un corps. Le caractère systématique des transitions électromagnétiques, qui a permis à partir de critères sommaires de classer sans équivoque les niveaux de ^{40}Ca , doit donc être atténué dans ^{42}Ca .

Le tableau G de l'appendice B montre cependant que les états excités de ^{42}Ca se répartissent entre deux groupes : le premier (groupe A) est constitué des vingt-huit niveaux qui se dés excitent principalement ($> 90\%$) vers les premiers états de parité positive. Dix neuf ont une parité connue, qui est positive. Aucun d'entre eux n'est observé dans la réaction $^{41}\text{K}(^3\text{He},\text{d}\gamma)^{42}\text{Ca}$. Ce groupe correspond principalement au groupe III formé dans ^{40}Ca , c'est-à-dire qu'il représente les états de parité positive à zéro ou deux trous. Le second groupe (groupe B) contient les dix sept niveaux ayant une transition appréciable vers les premiers états de parité négative. Treize d'entre eux sont observés dans la réaction $(^3\text{He},\text{d}\gamma)$ et toutes les parités connues sont négatives. Ce groupe correspond au groupe I formé

dans ^{40}Ca . Il contient les états de parité négative à structure prédominante trois particules-un trou. Il convient de lui rajouter les trois niveaux observés dans la réaction ($^3\text{He}, d\gamma$), qui se dés excitent vers l'état fondamental et qui sont, comme dans ^{40}Ca : le premier état 3^- à 3,44 MeV et les deux états 1^- à 4,90 et 5,62 MeV.

Le groupe IV dans ^{40}Ca serait représenté dans ^{42}Ca par des configurations à cinq particules-trois trous, qui interviennent probablement à des énergies d'excitation supérieures à celles atteintes dans ce travail.

Le schéma précédent semble raisonnablement décrit par les modèles théoriques. Les états de parité négative sont obtenus [réf. 17] par couplage des deux neutrons sur la couche $1f_{7/2}$ ($J = 0, 2, 4, 6$ etc ...) aux états à une particule-un trou de ^{40}Ca déterminés par la méthode R.P.A.

Une première tentative pour décrire les états de parité positive (groupe A), consiste à coupler les deux neutrons dans les couches $1f$ et $2p$. Les éléments de matrice de l'interaction sont soit considérés comme des paramètres [réfs. 18,19], soit paramétrisés par l'intermédiaire d'un potentiel [réf. 20]. Ces calculs montrent que les états 0^+ et 2^+ à 1,84 et 2,42 MeV ne sont pas représentés par cette image. En fait, dans le calcul le plus élaboré [réf. 19], le premier état 0^+ excité est prédit à une énergie voisine de 6 MeV. Une méthode similaire [réf. 21], dans laquelle les éléments de matrice sont obtenus à partir d'une interaction réaliste, aboutit au même résultat. Pour faire apparaître ces états supplémentaires, W.J. Gerace [réf. 15], P. Federman et I. Talmi [réf. 22], B.H. Flowers et L.D. Skouras [réf. 23], introduisent des états déformés fondés sur la configuration à quatre particules-deux trous ($1f_{7/2}^4, 1d_{3/2}^{-2}$). Cette image est encore trop pauvre pour décrire tous les états existants au dessous de 7 MeV d'excitation. Finalement, P. Federman et S. Pittel [réf. 24], pour décrire les états 0^+ qui ne sont pas prévus par le simple couplage de deux neutrons, considèrent les états d'isospins intermédiaires de la configuration ($1f_{7/2}^4, 1d_{3/2}^{-2}$). Ce procédé a déjà été mentionné pour ^{40}Ca , où il semble fournir une image raisonnable de la réalité. Dans ^{42}Ca , il fait apparaître quatre états 0^+ au dessous de 7 MeV d'excitation, qui, joints à l'état 0^+ prédit vers 6 MeV et résultant du couplage des deux neutrons sur la couche $2p_{3/2}$, rendaient compte jusqu'à ce travail de tous les états 0^+ identifiés. Comme dans ^{40}Ca , le premier état 0^+ excité est décrit par une représentation $T_p=0$ des quatre particules. Les trois suivants correspondent à un couplage prédominant $T_p=2$. La mise en évidence d'un niveau à 4,11 MeV qui est probablement un état 0^+ supplémentaire [réf. 23 de l'appendice B], perturbe un peu l'accord précédent. Cet état 0^+ est faiblement excité dans la réaction $^{40}\text{Ca}(t,p)^{42}\text{Ca}$, et il appartiendrait donc à la configuration ($1f_{7/2}^4, 1d_{3/2}^{-2}$). Il devrait correspondre à l'état prédit à 5,10 MeV par P. Federman et S. Pittel.

D'autre part, la résolution d'un triplet à 4,42 MeV d'excitation, fait apparaître des états 2^+ et 4^+ [réf. 23 de l'appendice B] qui augmentent encore la densité d'états de parité positive dans ^{42}Ca . Il semble bien que cette forte densité ne puisse être décrite qu'en tenant compte de tous les états de couplage intermédiaire de spin et d'isospin dans la configuration à quatre particules-deux trous, et de l'interaction de cette dernière avec les configurations à deux neutrons-zéro trou.

Dans la réaction $^{41}\text{K}(^3\text{He}, d\gamma)^{42}\text{Ca}$, quatre niveaux sont observés avec une intensité importante à 9,75 ; 9,85 ; 10 et 10,45 MeV [voir la figure 7 de l'appendice A]. Les distributions angulaires des deutons correspondant à ces niveaux sont identiques à celles obtenues pour les états 2^- , 3^- , 4^- et 5^- à 4,42 ; 3,44 ; 3,95 et 4,10 MeV, et elles reflètent le transfert d'un proton sur la couche $1f_{7/2}$ ($\ell=3$). Ces derniers niveaux sont connus comme représentants de la configuration $(1f_{7/2}^3, 1d_{3/2}^{-1})$, $T=1$. Le premier état $T=2$ de cette configuration, analogue à l'état fondamental de ^{42}K , est attendu dans ^{42}Ca à une énergie d'excitation voisine de $E(T=2) = \Delta E_c - 0,782 + 3,520$ où les valeurs sont exprimées en MeV. - 0,782 MeV et 3,520 MeV sont respectivement les différences d'excès de masse entre proton et neutron et entre ^{42}K et ^{42}Ca . ΔE_c est la différence d'énergie coulombienne entre ^{42}Ca et ^{42}K .

Pour la paire $^{40}\text{Ca} - ^{40}\text{K}$, ΔE_c a une valeur de 7,114 MeV [réf. 43 de l'appendice B]. Il faut donc s'attendre, pour la paire $^{42}\text{Ca} - ^{42}\text{K}$, à une valeur comprise entre 6,9 et 7 MeV, comme le montrent les calculs de M. Harchol et coll. [réf. 25], ce qui conduit à $E(T=2) \geq 9,64$ MeV.

D'autre part on voit sur la figure 7 de l'appendice A, que les énergies des états à 9,85 ; 10 et 10,45 MeV prises par rapport à 9,75 MeV sont identiques, aux erreurs expérimentales près, à celles des premiers états excités de ^{42}K .

Ces constatations prouvent que les quatre niveaux considérés représentent la plus grande partie de la configuration $(1f_{7/2}^3, 1d_{3/2}^{-1})$, $T=2$ dans ^{42}Ca [réf. 23 de l'appendice B]. De l'énergie d'excitation du premier d'entre eux (9,75 MeV), on déduit $\Delta E_c(^{42}\text{Ca} - ^{42}\text{K}) = 7,01 \pm 0,03$ MeV, en excellent accord avec la valeur obtenue par U. Lynen et coll. [réf. 28 de l'appendice B] dans la réaction $^{43}\text{Ca}(^3\text{He}, \alpha)^{42}\text{Ca}$. Il est donc légitime de déduire les spins de ces états $T=2$ de ceux des états correspondant dans ^{42}K , soit par ordre d'énergie croissante : 2^- , 3^- , 4^- et 5^- .

Il serait intéressant, à propos de ces états $T=2$, dans ^{42}Ca , de vérifier

l'accélération des transitions $M1$, $\Delta T = 1$, $\Delta J^\pi = 0$ qui est bien établie dans ^{40}Ca . Malheureusement, étant donné leurs énergies d'excitation importantes, ces états $T=2$ ne sont pas observés dans la réaction $^{42}\text{Ca}(p,p'\gamma)^{42}\text{Ca}$ à 12 MeV, et la faible statistique de la réaction $^{41}\text{K}(^3\text{He},d\gamma)^{42}\text{Ca}$ ne permet pas d'obtenir des renseignements précis sur leurs caractéristiques électromagnétiques.

Il apparaît cependant que chacun de ces états $T=2$ (et en particulier l'état 5^- , comme la règle précédente le prédit) a une transition plus ou moins importante vers l'état $T=1$ de mêmes spin et parité.

Les informations obtenues par ce travail sur ^{44}Ca , sont très restreintes : elles proviennent uniquement de la réaction $^{44}\text{Ca}(p,p'\gamma)^{44}\text{Ca}$ faites dans de mauvaises conditions expérimentales (résolution en énergie des particules voisine de 50 keV à mi-hauteur, au lieu des 25 keV existants pour les autres expériences). Il ne nous a pas paru nécessaire de refaire cette expérience dans de bonnes conditions. En effet, la connaissance des rapports d'embranchement des transitions ne serait certainement pas suffisante pour envisager une étude de la structure des états excités de ce noyau. L'ensemble des résultats contenu dans le tableau H de l'appendice B doit donc être considéré comme un guide susceptible d'aider à la réalisation d'expériences plus significatives : mesure de vies moyennes, par exemple.

Les calculs théoriques cités à propos de ^{42}Ca sont, pour la plupart, étendus à ^{44}Ca . Ils présentent alors les caractéristiques déjà mentionnées : impossibilité de décrire le premier état 0^+ excité à 1,88 MeV à l'aide uniquement du couplage des quatre neutrons sur les couches $1f$ et $2p$ (ceci pour des interactions variées, effectives ou réalistes), et de façon générale, densité théorique de niveaux trop faible.

Dans le cadre d'un modèle en couche, ^{48}Ca est un noyau à double couche complète. Cette caractéristique se traduit, comme pour ^{40}Ca , par une faible densité d'états excités. La structure de la plupart de ces derniers est cependant différente de celle existant dans ^{40}Ca : les états de parité positive dans ^{48}Ca peuvent en effet résulter du couplage des neutrons sur les couches $1f$ et $2p$.

Les informations expérimentales à propos de ^{48}Ca sont peu nombreuses et souvent imprécises. Le tableau D montre que peu de spins et parités sont connus avec certitude : seuls les états 2^+ , 0^+ , 3^- et 0^+ respectivement à 3,83 ; 4,29 ; 4,51 et 5,46 MeV ont été reconnus dans deux expériences différentes. Dans ces conditions, il n'est pas possible d'envisager une étude systématique comme celle abordée pour ^{40}Ca . La position du premier état 5^- dans ^{48}Ca pose un problème. En effet, dans $^{40,42,44}\text{Ca}$, ce premier état 5^- est fortement excité par la réaction (α, α') qui, dans ^{48}Ca , met en évidence un état 5^- à 5,74 MeV. Cependant, les distributions angulaires des protons de la réaction $^{48}\text{Ca}(p, p')^{48}\text{Ca}$ [voir les figures 18 de l'appendice A] montrent que le niveau à 5,15 MeV a un moment angulaire total égal à 5.

La parité de cet état $J=5$ est certainement négative : une parité positive résulterait de moments transférés pairs ($\ell = 4$ et 6 : retournement du spin du proton diffusé), et la forme de la distribution angulaire ne serait pas celle observée. Enfin, dans la réaction $^{48}\text{Ca}(p, p')^{48}\text{Ca}$, le niveau à 5,74 MeV apparaît plutôt comme un état $J=3$ que comme un état $J=5$. Toutefois la distribution angulaire est perturbée par la présence des états de ^{40}Ca à 5,61 et 5,62 MeV, et l'attribution $J=3$ pour ce niveau à 5,74 MeV est incertaine. Il faut remarquer que dans ^{44}Ca , deux états 5^- (à 3,91 et 4,55 MeV) ont été identifiés dans la réaction $^{40}\text{Ca}(\alpha, \alpha')^{40}\text{Ca}$, et il serait intéressant d'une part de rechercher ces états dans ^{46}Ca , d'autre part de confirmer leur existence à 5,15 et à 5,74 MeV dans ^{48}Ca . (Le niveau à 5,15 MeV est très faiblement excité dans la réaction $^{40}\text{Ca}(\alpha, \alpha')^{40}\text{Ca}$ où il apparaît comme un état $J=4$ possible. Cependant, si on ne tient pas compte des angles vers l'arrière ($\theta \geq 40^\circ$) pour lesquels la distribution angulaire est très incertaine [réf. 27], ce niveau peut être interprété dans la réaction précédente comme un état $J=5$).

En dehors des résultats obtenus par ce travail, les propriétés de désexcitation électromagnétiques des états de ^{48}Ca ont été étudiées uniquement pour les niveaux à 3,83 MeV (2^+) et 4,51 MeV (3^-) [voir le tableau I de l'appendice B]. Le tableau suivant fournit les probabilités de transitions réduites vers l'état fondamental des deux niveaux précédents, ainsi que des niveaux à 5,15 ; à 5,37 et à 5,74 MeV. Les colonnes (α, α') [réf. 13 de l'appendice B], (p, p') [ce travail, réf. 1 de l'appendice B] et (τ) [réf. 38 de l'appendice B], contiennent respectivement les valeurs (en unités de Weisskopf) déduites des réactions $^{40}\text{Ca}(\alpha, \alpha')^{40}\text{Ca}$ et $^{40}\text{Ca}(p, p')^{40}\text{Ca}$ à l'aide d'un modèle vibrationnel [réf. 10 de l'appendice B], et les valeurs déduites de la mesure des vies moyennes.

La valeur obtenue pour l'état 3^- à 4,51 MeV par la réaction $^{48}\text{Ca}(p, p')^{48}\text{Ca}$ est en excellent accord avec celle déduite directement des caractéristiques électromagnétiques de ce niveau. Par contre, l'accord est beaucoup moins bon pour

E_x (MeV)	(α, α')	J^π	(p, p')	J^π	(τ)	J^π
3,83	$4,9 \pm 0,8$	2^+	$7,7 \pm 2$	2^+	$1,8 \pm 0,8$	2^+
4,51	5,5	3^-	$10,2 \pm 1$	3^-	$10,1 \begin{smallmatrix} + 6,3 \\ - 3,3 \end{smallmatrix}$	3^-
5,15			$6,7 \pm 0,6$	5^-		
5,37	1	3^-				
5,74	1,3	5^-	$1,65 \pm 0,6$	(3^-)		

l'état 2^+ , ce qui résulte très probablement de l'hypothèse vibrationnelle sur laquelle est fondée le calcul. Cet accord pour l'état 3^- laisse espérer que la valeur déterminée pour l'état 5^- à 5,15 MeV ($6,7 \pm 0,6$) est proche de la valeur vraie.

Les états de parité négative dans ^{48}Ca sont décrits, comme dans ^{40}Ca , par les méthodes T.D.A. et R.P.A. En particulier, A. Jaffrin et G. Ripka [réf. 26] calculent à l'aide de ces deux méthodes, et pour des interactions variées, les positions et probabilités de transition vers l'état fondamental des premiers états 3^- et 5^- . Les résultats obtenus sont tous équivalents pour un niveau donné (y compris pour le premier état 3^-), ce qui semble prouver que l'état fondamental de ^{48}Ca représente correctement, et mieux que celui de ^{40}Ca , un noyau à deux couches complètes. De plus, la densité d'états 3^- est bien reproduite en ne faisant intervenir que l'espace des excitations $\hbar\omega$: le premier état 3^- est prédit par les diverses interactions considérées avec une probabilité de transition vers l'état fondamental comprise entre 5 et 10 unités de Weisskopf, le second état 3^- est prédit entre 5,4 et 5,7 MeV avec une probabilité de transition comprise entre 0,3 et 0,7 unité de Weisskopf. Cet accord (voir le tableau précédent) montre que le groupe IV des excitations à $3\hbar\omega$, qui représente dans ^{40}Ca une part importante des états de parité négative, n'intervient pas dans ^{48}Ca à basse énergie d'excitation.

Le premier état 5^- est prédit à une énergie comprise entre 5 et 5,5 MeV, avec une probabilité de transition allant de 5,2 à 7,4 unités de Weisskopf. On voit sur le tableau précédent que ces résultats sont en très bon accord avec ceux obtenus par ce travail pour le niveau à 5,15 MeV. Ils reproduisent par contre moins bien les caractéristiques obtenues pour le niveau à 5,74 MeV par la réaction $^{40}\text{Ca}(\alpha, \alpha')^{40}\text{Ca}$. Le deuxième état 5^- prédit se situe à plus de 8 MeV d'excitation avec une probabilité de transition inférieure à 0,2 unités de Weisskopf, et il ne peut donc décrire l'un des deux états 5^- à 5,15 ou 5,74 MeV.

Il semble donc que l'intensité de la configuration de proton ($1f_{7/2}$, $1d_{3/2}^{-1}$), $J=5$ soit partagée entre deux états, comme cela semble déjà être le cas dans ^{44}Ca . Des informations expérimentales supplémentaires sont nécessaires pour éclaircir cette situation.

Les premiers états 1^- , 2^- et 4^- sont prédits à des énergies de 7,45 ; 6,32 et 5,54 MeV. Si on tient compte du fait que dans ^{40}Ca et ^{42}Ca , les états 1^- connus se dés excitent principalement vers l'état fondamental, il est possible de suggérer un comportement identique pour ces états dans ^{48}Ca . Le premier candidat se situe dans ces conditions à 6,62 MeV. Les états 2^- et 4^- ne devraient pas être excités dans la réaction $^{40}\text{Ca}(\alpha, \alpha')^{40}\text{Ca}$, et ils se dés exciteraient probablement vers le premier état 3^- à 4,51 MeV. Le seul niveau ayant nettement ces caractéristiques se situe à 5,26 MeV. Si on adopte le spin 5^- (ce qui probablement est justifié), pour le niveau à 5,74 MeV qui se dés excite en partie vers le niveau à 5,26 MeV, le spin 2^- est exclu pour ce dernier (transition M3). L'état 4^- de la configuration de proton ($1f_{7/2}$, $1d_{3/2}^{-1}$) se situe donc probablement dans ^{48}Ca à 5,26 MeV, en bon accord avec l'énergie prédite (5,54 MeV). Aucun candidat n'émerge pour l'état 2^- .

Les états de parité positive sont calculés de la même manière que pour $^{42,44,46}\text{Ca}$, c'est-à-dire en considérant le couplage des neutrons dans les couches $1f$ et $2p$ [réf. 19] et [réf. 21]. Il semble cependant que, dans ^{48}Ca , les excitations du coeur de protons ne sont pas nécessaires pour décrire les états de parité positive à basse énergie d'excitation. Ainsi, à l'inverse de la situation existant dans $^{42,44,46}\text{Ca}$, les premiers états 0^+ sont, semble-t-il, correctement reproduits par le seul couplage des neutrons. Il faut remarquer qu'un moins un état 4^+ est prédit au voisinage de 5 MeV. La seule attribution 4^+ faite dans ^{48}Ca à cette énergie résulte de ce travail, et elle est incertaine [voir la figure 18 de l'appendice A : niveau à 5,37 MeV]. D'autre part la réaction $^{40}\text{Ca}(\alpha, \alpha')^{40}\text{Ca}$ fait apparaître deux états 4^+ à 6,35 et 6,65 MeV, qui pourraient correspondre aux états 4^+ à 7,92 et 8,37 MeV du groupe II dans ^{40}Ca (possibilité d'états à caractère vibrationnel à deux phonons). Le tableau I de l'appendice B montre que les niveaux à 6,35 et 6,65 MeV se dés excitent principalement vers l'état 3^- à 4,51 MeV, c'est-à-dire qu'ils présentent en effet les mêmes propriétés électromagnétiques que les états 4^+ du groupe II dans ^{40}Ca .

Le niveau à 6,65 MeV n'est d'ailleurs que faiblement excité par la réaction $^{46}\text{Ca}(t, p)^{48}\text{Ca}$, ce qui semble bien indiquer une structure faisant intervenir l'excitation du coeur de proton. (Pour une énergie voisine de 6,35 MeV, trois spins ont en fait été attribués : 4^+ par la réaction (α, α') , 1^- par cette réaction à une autre énergie, et 2^+ par la réaction (t, p)). L'existence d'un multiplet à cette énergie est donc possible, et le spin du niveau à 6,35 MeV dont la dés excitation

est reportée dans le tableau I, est pour le moment, incertaine).

Le manque d'informations expérimentales sur ^{48}Ca , interdit toute étude systématique et tout essai de classement des niveaux comparables à ceux faits à propos de ^{40}Ca . Il semble bien, cependant, que les méthodes habituelles décrivent correctement les états excités de ^{48}Ca , en particulier ceux de parité négative. L'étude de ce noyau est donc très souhaitable. Cette étude est rendue difficile par le manque de moyens d'accès, et c'est probablement les réactions de diffusions inélastiques réalisées en coïncidence avec les rayonnements de désexcitation des états excités qui devront la faire progresser.

REFERENCES DU CHAPITRE III

- [1] V. Gillet et E.A. Sanderson, Nucl. Phys. A91 (1967) 292.
- [2] A.E.L. Dieperink, H.P. Leenhouts et P.J. Brussard, Nucl. Phys. A116 (1968) 556.
- [3] J. Blomqvist et T.T.S. Kuo, Phys. Letters, 29B (1969) 544.
- [4] L. Zamick, Phys. Letters, 19 (1965) 580.
- [5] R.K. Bansal et J.B. French, Phys. Letters, 11 (1964) 145.
- [6] P. Federman et S. Pittel, Nucl. Phys. A139 (1969) 108.
- [7] W.J. Gerace et A.M. Green, Nucl. Phys. A123 (1969) 241.
- [9] H. Morinaga, Phys. Rev. 101 (1956) 254
T. Engeland, Nucl. Phys. 72 (1965) 68
P. Federman et I. Talmi, Phys. Letters, 15 (1965) 165 et 19 (1965) 490
G.E. Brown et A.M. Gree, Nucl. Phys. 85 (1966) 87.
- [10] S.G. Nilsson, Mat. Fys. Dan. Vid. Selsk. 29 (1955) n°16.
- [11] G.F. Bertsch, Nucl. Phys. 89 (1966) 673.
- [12] T.T.S. Kuo, Nucl. Phys. A90 (1967) 199.
- [13] A. Bohr et B.R. Mottelson, Mat. Fys. Dan. Vid. Selsk. 27 (1953) n°16
A. Faessler, W. Greiner et R.K. Sheline, Nucl. Phys. 70 (1965) 33.
- [14] A.S. Davydov et C.F. Filippov, Nucl. Phys. 8 (1958) 237 et 12 (1959) 58
C. Marty, Nucl. Phys. 3 (1957) 193.
- [15] W.J. Gerace et A.M. Green, Nucl. Phys. A113 (1968) 641
W.J. Gerace, Thèse, Palmer Physical Laboratory, Princeton, New Jersey.
- [16] P. Goode, Nucl. Phys. A140 (1970) 481.
- [17] P. Goode, Phys. Rev. Letters, 22 (1969) 1116.
- [18] T. Engeland et E. Osnes, Phys. Letters, 20 (1966) 424.
- [19] P. Federman et S. Pittel, Nucl. Phys. A155 (1970) 161.
- [20] B.J. Raz et M. Soga, Phys. Rev. Letters, 24 (1965) 924.
- [21] J.B. McGrory, B.H. Wildenthal et E.C. Halbert, Phys. Rev. C2 (1970) 186.
- [22] P. Federman et I. Talmi, Phys. Letters, 22 (1966) 469.
- [23] B.H. Flowers et L.D. Skouras, Nucl. Phys. A136 (1969) 353.

- [24] P. Federman et S. Pittel, Phys. Rev. 186 (1969) 1106.
- [25] M. Harchal, A.A. Jaffe, J. Miron, I. Unna et J. Zioni, Nucl. Phys. A90 (1967) 459.
- [26] A. Jaffrin et G. Ripka, Nucl. Phys. A119 (1968) 529.
- [27] E.P. Lippincott, Thèse (Juin 1966), M.I.T.

Cette étude a débuté en novembre 1967. Nous avons disposé des moyens techniques suivants : accélérateur Van de Graaff tandem de 6 puis 8 mégavolt, enregistrement multidimensionnel d'événements coïncidents, détection des rayonnements électromagnétiques à l'aide d'abord d'un cristal NaI(Tl), puis à partir de décembre 1968 à l'aide de diodes Ge(Li).

Deux directions pouvaient être choisies. La première consistait à tenter de compléter les mesures de spins, parités et vies moyennes faites dans d'autres laboratoires à l'aide d'expériences de coïncidences particules chargées-gammas. Ces mesures, cependant, nécessitent un appareillage spécialisé dont la mise au point suppose des connaissances typiquement expérimentales qui ne s'acquièrent que peu à peu au cours de différentes expériences et que nous ne possédions pas.

L'autre façon de procéder était d'aborder des expériences que les laboratoires spécialisés ne pouvaient pas ou ne voulaient pas réaliser, du fait même de leur spécialisation. C'est cette voie qui a été choisie.

L'enregistrement et le tracé multidimensionnel des données, la bonne résolution en énergie des particules détectées associée à l'efficacité importante d'un gros cristal NaI(Tl), et l'énergie disponible (protons de 12 MeV), ont permis une étude systématique des énergies et des rapports d'embranchement électromagnétiques d'un nombre important d'états excités par diffusion de protons dans ^{40}Ca , ^{42}Ca , ^{44}Ca , et ^{48}Ca . Dans plus de 95 % des cas, les informations connues ont été retrouvées. En tout, plus de soixante niveaux non connus avant ce travail ont

été identifiés et les rapports d'embranchement électromagnétiques de plus de cent niveaux ont été mesurés pour la première fois. Ainsi, dans ^{40}Ca , sur les soixante huit niveaux identifiés au-dessous de 9 MeV d'excitation, soixante et un ont des rapports d'embranchement connus au moins de façon qualitative.

Cette étude, en plus des informations individuelles concernant des niveaux particuliers, a mis en évidence dans ^{40}Ca et dans ^{42}Ca un comportement systématique des transitions électromagnétiques qui invite à classer les niveaux en plusieurs groupes distincts.

Pour confirmer et préciser cette classification, nous avons alors étudié les réactions $^{39,41}\text{K} (^3\text{He}, d\gamma) ^{40,42}\text{Ca}$ et $^{36}\text{Ar} (^7\text{Li}, t) ^{40}\text{Ca}$ à des énergies incidentes de 18 et 28 MeV respectivement.

Finalement il est possible, sur la base de critères simples, de faire une partition des niveaux de ^{40}Ca jusqu'à 9 MeV d'excitation en quatre groupes de structures bien déterminées : une particule-un trou, deux particules-deux trous, $2n$ particules- $2n$ trous et $(2n+1)$ particules- $(2n+1)$ trous.

Cette classification étant faite, nous avons voulu comparer les propriétés électromagnétiques des niveaux constituant un groupe particulier avec les prédictions théoriques des modèles adaptés à la description de ce groupe. Cette comparaison, pour être précise, doit se faire à propos des probabilités de transition, c'est-à-dire qu'elle suppose la connaissance expérimentale des spins, parités, rapports multipolaires et vies moyennes des niveaux considérés. Ces dernières informations n'étaient connues que pour moins de vingt niveaux sur les soixante et un entrant dans la classification. Nous avons donc entrepris l'étude des vies moyennes des états excités de ^{40}Ca (par la mesure de l'effet Doppler) dans la réaction $^{40}\text{Ca}(p, p'\gamma) ^{40}\text{Ca}$ à 12 MeV, et dans une géométrie nouvelle adaptée à l'étude d'un nombre important de niveaux. Les vies moyennes déjà connues (ou leurs limites) ont été généralement retrouvées, et plus de vingt valeurs non connues jusqu'alors ont été mesurées.

Disposant de ces informations, nous les avons comparées aux prédictions de modèles adaptés à la description du groupe à structure une particule-un trou de parité négative. Cette comparaison aboutit essentiellement à deux constatations :

a) Dans la plupart des cas un modèle extrême (états à configuration pure) prédit des propriétés électromagnétiques en bon accord avec celles observées expérimentalement. Cela semble indiquer que les états considérés ont effectivement une structure simple par rapport à l'état fondamental de ^{40}Ca , et que la classification entreprise est justifiée, au moins dans ce cas.

b) Un modèle plus évolué (étude faite dans un autre laboratoire, interaction semi-réaliste de Tabakin, traitée par la méthode des phases aléatoires et limitée à l'espèce des excitations à une particule-un trou) rend bien compte de la

densité, des énergies et des spins des niveaux de parité négative du groupe à structure une particule-un trou. Cet accord montre l'intérêt de la classification faite, puisqu'il serait totalement perturbé si tous les niveaux de parité négative de ^{40}Ca entraient dans la comparaison. Il illustre bien d'autre part un fait connu, mais parfois un peu oublié. En effet, contrairement à l'interaction semi-réaliste de Tabakin, une interaction effective de type δ traitée dans l'espace des excitations à une particule-un trou peut rendre compte, au moins partiellement, des énergies des niveaux du groupe à structure $(2n + 1)$ particules- $(2n + 1)$ trous. C'est-à-dire que des interactions effectives trop schématiques limitées à un cas particulier, ne fournissent aucune information sur la structure véritable des états qu'elles prétendent décrire. A propos des états de parité positive dans ^{40}Ca , trois remarques sont faites :

a) Les intensités des configurations à deux particules-deux trous sont essentiellement concentrées au-dessus de 7 MeV d'excitation.

b) L'état 6^+ qui résulterait de l'existence d'une bande de rotation caractérisée fondée sur l'état 0^+ à 3,35 MeV, à structure quatre particules-quatre trous et qui devrait être excité par la réaction $^{36}\text{Ar}(^7\text{Li}, t)^{40}\text{Ca}$, ne peut être représenté que par le niveau situé à 6,93 MeV d'excitation.

c) L'identification d'un état 2^+ à 7,114 MeV ayant une probabilité de désexcitation importante vers l'état 0^+ à 5,21 MeV peut suggérer l'existence d'une bande de rotation à déformation $\gamma(K=2)$ associée à la configuration qui engendre cet état 0^+ .

Dans ^{42}Ca , la classification précédente est estompée, mais certaines caractéristiques systématiques des transitions électromagnétiques sont cependant maintenues. Deux résultats sont à mentionner. D'une part, la résolution de multiplets à 4,10 et 4,44 MeV d'excitation, qui explique les différentes attributions de spin faites à ces énergies par différentes réactions, mais perturbe (en augmentant la densité d'états de parité positive dans ^{42}Ca) l'accord raisonnable qui semblait exister entre prévisions théoriques et expérience. D'autre part, l'identification par l'intermédiaire de la réaction $^{41}\text{K}(^3\text{He}, d\gamma)^{42}\text{Ca}$ et des distributions angulaires des deutons émis, des états $T = 2$ de la configuration de proton $(1f_{7/2}, 1d_{3/2}^{-1})$. Cette identification permet de déterminer la différence d'énergie coulombienne de la paire $^{42}\text{Ca}-^{42}\text{K}$: $\Delta E_c = 7,01 \pm 0,03$ MeV. Ces états $T = 2$ se dés excitent principalement vers les états $T = 1$ de la même configuration, en accord avec la règle de l'accélération des transitions $M1$ $\Delta T = 1, \Delta J^\pi = 0$ entre états analogues et anti-analogues, particulièrement bien observée et expliquée dans ^{40}Ca .

Dans ^{44}Ca , les informations obtenues sont insuffisantes pour envisager une étude systématique. Elles peuvent cependant servir de guide pour faciliter une

étude plus détaillée, à l'aide de diodes Ge(Li) par exemple.

^{48}Ca est un noyau difficile d'accès, et donc peu étudié jusqu'à présent malgré son intérêt. La réaction $^{48}\text{Ca}(p,p'\gamma)^{48}\text{Ca}$ nous a permis d'identifier tous les niveaux déjà connus par l'intermédiaire des réactions (p,p') ; (α,α') et (t,p) , et d'en révéler plus de dix autres. D'autre part, l'analyse des distributions angulaires des protons diffusés a été utilisée pour établir, confirmer ou mettre en cause un certain nombre de spins. En particulier, un état 5^- a été identifié à 5,15 MeV d'excitation.

Au début de ce travail, deux niveaux seulement (les premiers états 2^+ et 3^-) avaient des rapports d'embranchement électromagnétiques connus. Nous avons obtenu ces derniers pour quatorze niveaux supplémentaires. Toutefois, le petit nombre de spins et parités connus avec certitude dans ^{48}Ca interdit pour le moment une étude systématique identique à celle faite pour ^{40}Ca .

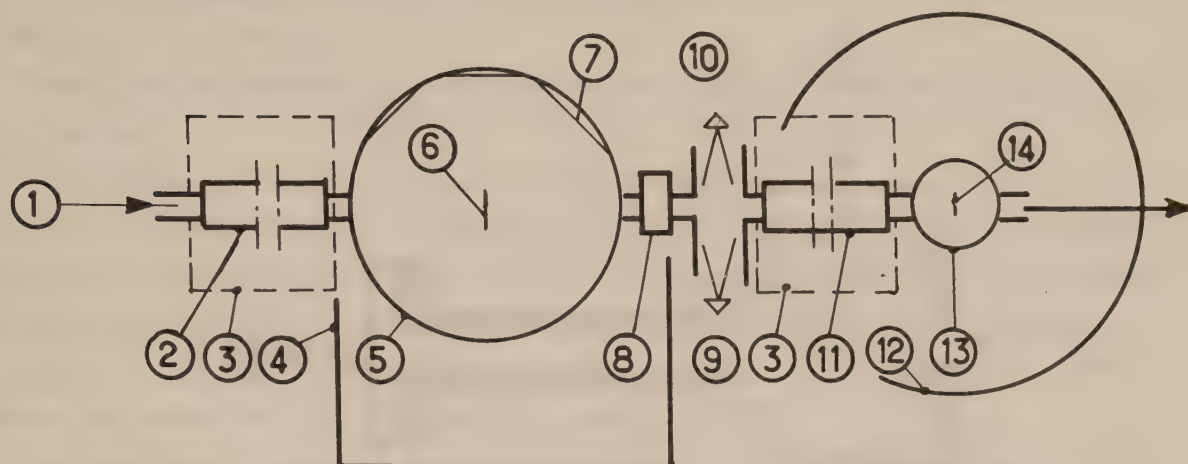
APPENDICE A

- A 1. Disposition des chambres de réaction.
- A 2. Cible gazeuse.
- A 3. Schéma de principe du montage d'un système de détection de particules chargées.
- A 4. Spectre des protons observés dans la réaction $^{48}\text{Ca}(p,p')^{48}\text{Ca}$.
- A 5. Spectres des deutons et des protons observés en coïncidence dans les réactions $^{40}\text{Ca}(p,p'\gamma)^{40}\text{Ca}$ et $^{39}\text{K}(^3\text{He},d\gamma)^{40}\text{Ca}$.
- A 6. Spectre de discrimination des particules émises à 30° dans les réactions induites par ^7Li sur ^{36}Ar à 28 MeV.
- A 7. Spectre des deutons observés en coïncidence dans la réaction $^{41}\text{K}(^3\text{He},d\gamma)^{42}\text{Ca}$.
- A 8. Spectre des énergies gamma en coïncidence avec les protons correspondant au groupe de niveaux situés vers 6,93 MeV dans ^{40}Ca .
- A 9. Spectre des énergies gamma en coïncidence avec les protons correspondant au doublet situé à 7,11 MeV dans ^{40}Ca .
- A 10. Transitions vers l'état fondamental dans ^{40}Ca .
- A 11. Spectres des temps de coïncidence proton-gamma dans la réaction $^{40}\text{Ca}(p,p'\gamma)^{40}\text{Ca}$ à 14 MeV.
- A 12. Spectres des temps de coïncidence relatifs aux états 0^+ à 3,35 MeV et 2^+ à 3,90 MeV dans ^{40}Ca .
- A 13. Doublet à 4,10 MeV dans ^{42}Ca .
- A 14. Doublet à 6,03 MeV dans ^{40}Ca .
- A 15. Triplet à 5,32 MeV dans ^{48}Ca .
- A 16. Géométrie adoptée pour les mesures de vies moyennes par effet Doppler dans réactions $(p,p'\gamma)$.
- A 17. Distribution angulaire des protons diffusés élastiquement sur ^{48}Ca à 12 MeV.

A 18. Distributions angulaires des protons diffusés inélastiquement sur ^{48}Ca à 12 MeV.

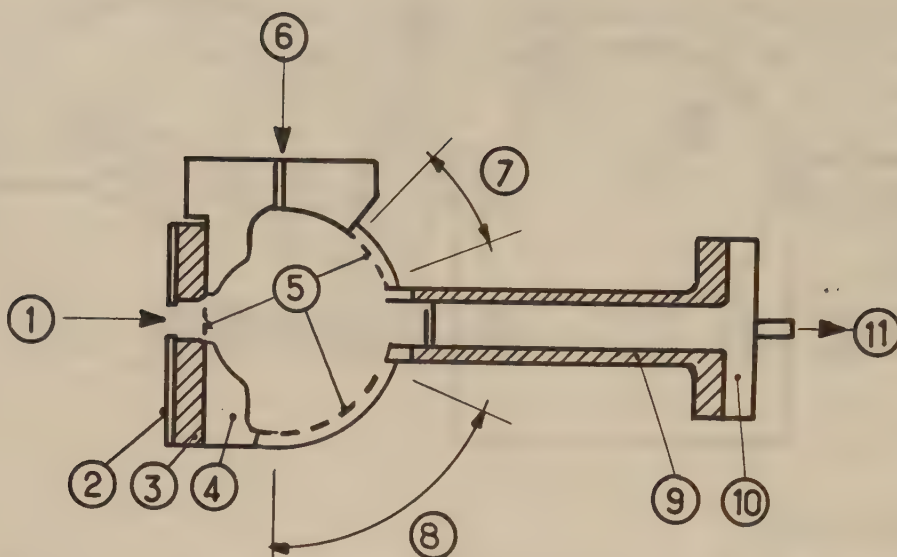
A 19 et A 20 : Spectres de tritons et d'hélium-six issus des réactions $^{36}\text{Ar}(^7\text{Li},\text{t})^{40}\text{Ca}$ et $(^{36}\text{Ar} + ^{14}\text{N})(^7\text{Li},^6\text{He})(^{37}\text{K} + ^{15}\text{O})$ à 28 MeV.

Fig. A1.- Disposition des chambres de réaction.



- 1) Faisceau incident.
- 2) Quatre diaphragmes mobiles en tantale. Diamètres : 2 ou 3 mm ; 3 ou 4 ; 3 ou 4 ; 4 ou 5.
- 3) Assemblage (plomb et paraffine) pour réduire le rayonnement provenant des diaphragmes.
- 4) Table fixe pour supporter les détecteurs gamma et leur protection de plomb.
- 5) Première chambre utilisée avec deux détecteurs (de particules chargées) mobiles télécommandés se déplaçant indépendamment l'un de l'autre entre 15° et 165° . Cette chambre est employée pour les mesures de coïncidences qui ne nécessitent pas de détection de particules à 180° , et pour les mesures de distributions angulaires.
- 6) Plateau porte-cible mobile télécommandé à huit positions.
- 7) Entrées latérales pour détecteurs fixes supplémentaires ou introduction manuelle de cibles à l'aide d'un sas.
- 8) Quartz mobile et caméra de télévision pour positionnement du faisceau.
- 9) Pompage primaire et secondaire par pompe à diffusion de mercure.
- 10) Pompage par pompe turbomoléculaire.
- 11) Trois diaphragmes fixes en tantale.
- 12) Plateau mobile pour supporter les détecteurs gamma et leur protection de plomb.
- 13) Deuxième chambre utilisée pour les mesures de corrélations angulaires particules-gamma et pour les mesures de vies moyennes.
- 14) Cibles introduites verticalement sur une tirette simple, ou à l'aide d'un sas.
- 15) Vers la cage de Faraday, à travers une protection de béton et de plomb. Mesure de l'intensité du faisceau.

Fig. A2.- Cible gazeuse.



Cette cellule est prévue pour l'étude d'isotopes rares se présentant sous forme gazeuse. Quatre conditions impératives sont à la base de sa réalisation.

- a) Volume intérieur aussi faible que possible, vu le coût des isotopes rares.
- b) Possibilité de fonctionnement à pression élevée, pour l'étude des réactions de sections efficaces très faibles.
- c) Fenêtres d'entrée et de sortie provoquant des pertes d'énergie aussi faibles que possible, pour l'étude des réactions induites par ions lourds. La fenêtre d'entrée doit, de plus, absorber sans dommage pendant un temps assez long (au moins 24 h), une quantité d'énergie importante par unité de temps (emploi de faisceau d'ions lourds d'intensité raisonnable.)
- d) Le volume de réaction vu par les détecteurs ne doit contenir que le gaz à étudier, afin d'éviter les produits de réactions issus des impuretés légères (^{12}C , ^{16}O , etc ...) toujours présentes sur les feuilles d'entrée et les parois de la cellule. Cette condition est impérative pour l'étude des réactions induites par ions lourds. La cellule réalisée a les caractéristiques correspondantes suivantes :
 - a) Volume intérieur inférieur à 3 cm^3 . Volume des canalisations d'amenée du gaz de l'ordre de 1 cm^3 .
 - b) Pression admissible sous faisceau supérieure à 1 atmosphère.

- c) Fenêtres d'entrée et éventuellement de sortie du faisceau : nickel d'épaisseur $1,3 \mu\text{m}$ supportant sans dommage (pas de fuite décelable) des faisceaux de ${}^7\text{Li}^{(3+)}$ de 250 nA et de ${}^{16}\text{O}^{(6+)}$ de 150 nA pendant plus de 24 h.

Fenêtres de sortie des produits de réactions en mylar aluminisé de $0,5 \text{ mg/cm}^2$.

- d) Le passage d'un faisceau d'ions lourds dans la cellule vide ne donne naissance à aucune détection anormale dans la gamme d'angles disponibles, c'est-à-dire de 25° à 90° . Pour limiter le rayonnement parasite produit par les ions diffusés sur les parois internes de la cellule, celles-ci sont recouvertes à plus de 80% par des plaquettes en tantale d'épaisseur $0,3 \text{ mm}$.

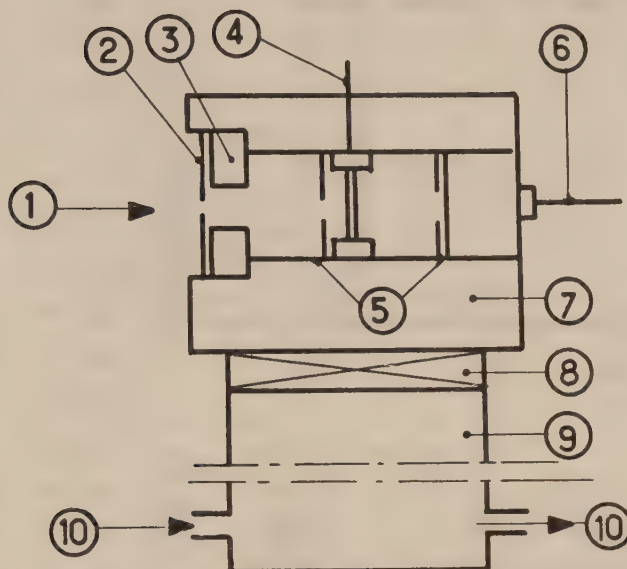
Le système d'amenée du gaz se compose d'une rampe pouvant recevoir deux bouteilles de gaz, d'un manomètre en communication avec la cellule, et d'une chambre de compression à piston permettant de régler la pression et, éventuellement, de récupérer le gaz présent dans la cellule. L'ensemble est monté coulissant sur un bouchon standard (quatre inch) et sa position est réglable par rapport à ce bouchon dans une plage d'environ 1 cm . Cette mobilité permet l'alignement de la cellule dans l'axe du faisceau. L'évacuation thermique de l'énergie dissipée dans les fenêtres et dans le gaz est assurée par refroidissement à l'aide d'un élément à effet Peltier.

Schéma de principe de la cible gazeuse (Vue de dessus. Echelle 1)

- 1) Faisceau incident.
- 2) Diaphragme en tantale. Diamètre d'ouverture 3 mm .
- 3) Plaquette destinée au serrage de la fenêtre d'entrée.
- 4) Corps de la cellule. La hauteur de la cavité intérieure est de 8 mm .
- 5) Fenêtres d'entrée et de sortie. La fenêtre d'entrée est constituée d'une feuille de nickel de $1,3 \mu\text{m}$ d'épaisseur serrée fortement entre le corps 4) et la plaquette 3). Une pellicule de graisse à vide assure l'étanchéité. Les fenêtres de sortie sont constituées de feuilles de mylar aluminisées de $0,5 \text{ mg/cm}^2$ d'épaisseur collées à l'araldite.
- 6) Arrivée du gaz.
- 7) et 8) Angles de détections utilisables = de 25° à 45° et de 25° à 90° respectivement.
- 9) et 10) Embout isolant pouvant recevoir soit une fenêtre de sortie identique à la fenêtre d'entrée, soit un cylindre métallique à embout de tantale (cas illustré par la figure) stoppant le faisceau incident et destiné à réduire le volume intérieur de la cellule. Cet embout permet de dégager les angles de détection vers l'avant.

11) Mesure de l'intensité du faisceau incident sur le cylindre métallique 10), ou sortie de ce faisceau par une fenêtre de sortie.

Fig. A3.- Schéma de principe du montage d'un système de détection de particules chargées.

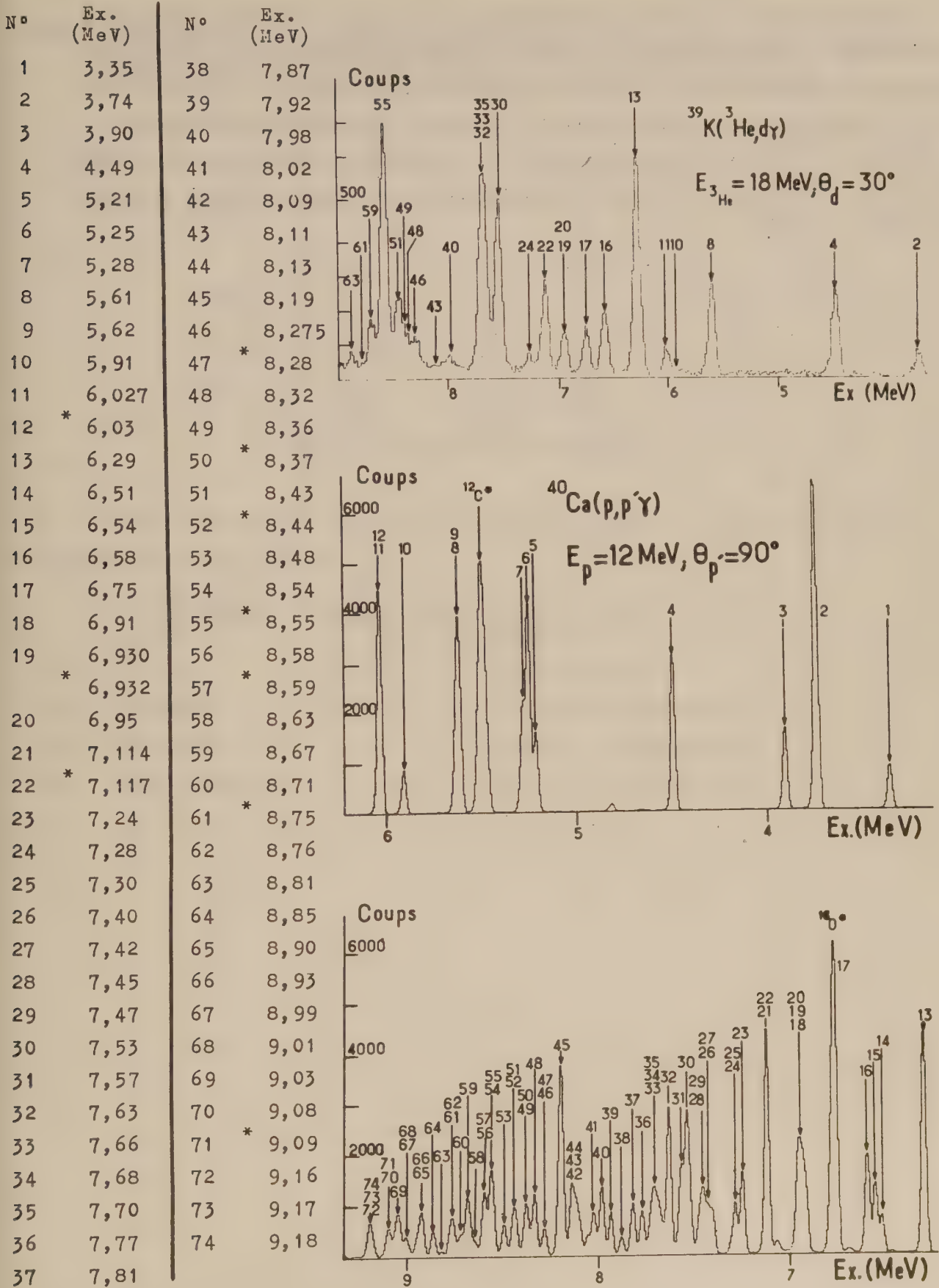


- 1) Produits de réaction en provenance de la cible.
- 2) Diaphragme d'entrée en tantale.
- 3) Aimant annulaire déviant les électrons de basse énergie présents dans la chambre (champ transversal de 4×10^{-2} Wb/m² environ).
- 4) Détecteur jonction ΔE .
- 5) Diaphragmes en tantale.
- 6) Détecteur à jonction (E- ΔE).
- 7) Support des détecteurs, usiné dans un bloc de cuivre afin d'obtenir une bonne conduction thermique.
- 8) Élément de refroidissement à effet Peltier assurant de plus l'isolement électrique du détecteur.
- 9) Colonne en cuivre, de volume assez important pour réaliser un écoulement thermique stable.
- 10) Refroidissement par eau désionisée.

Les montages utilisés sans système discriminateur sont identiques au montage précédent dans lequel l'élément 4) est ôté. L'ensemble de détection à 180° à l'aide d'une jonction annulaire, est construit suivant le même principe.

Fig. A5

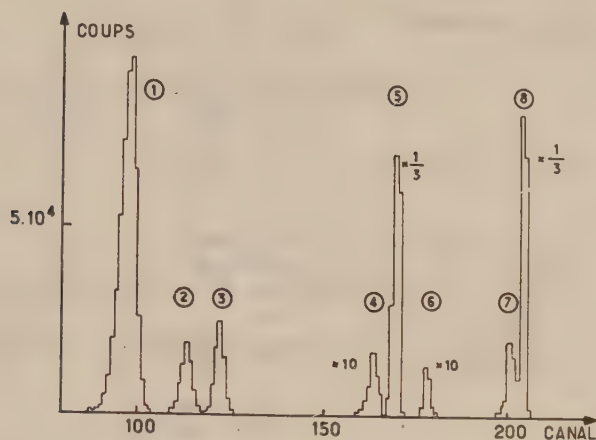
Fig. A5.- Spectres des deutons et des protons observés en coïncidence dans les réactions $^{40}\text{Ca}(p,p'\gamma)^{40}\text{Ca}$ et $^{39}\text{K}(^3\text{He},d\gamma)^{40}\text{Ca}$.



toutes $\pm 0,01$

Les états de ^{40}Ca sont numérotés de 1 à 74, et leurs énergies d'excitation (déterminées à ± 10 keV près) reportées dans les deux colonnes de gauche. Les étoiles indiquent les doublets non résolus ou les niveaux non connus avant ce travail. Les états excités par la réaction ($^3\text{He}, d\alpha$) sont repérés, si nécessaire, à l'aide de leurs schémas de désexcitation, par comparaison avec ceux obtenus par la réaction ($p, p'\alpha$).

Fig. A6.- Spectre de discrimination des particules émises à 30° dans les réactions induites par ${}^7\text{Li}$ sur ${}^{36}\text{Ar}$ à 28 MeV.

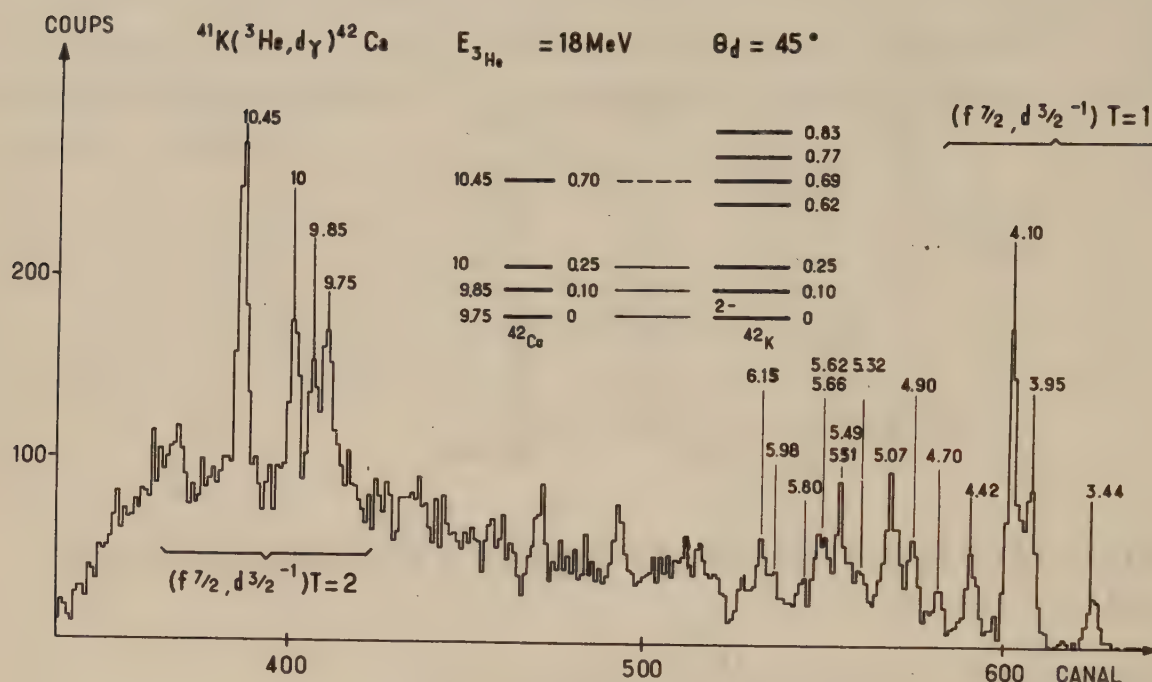


Ce spectre correspond à environ trente heures d'enregistrement et représente la fonction :

$$Q = K \left[\log \Delta E + \mu \log \left(E + \frac{\Delta E}{2} \right) \right] \quad \text{avec } \mu = 0,7.$$

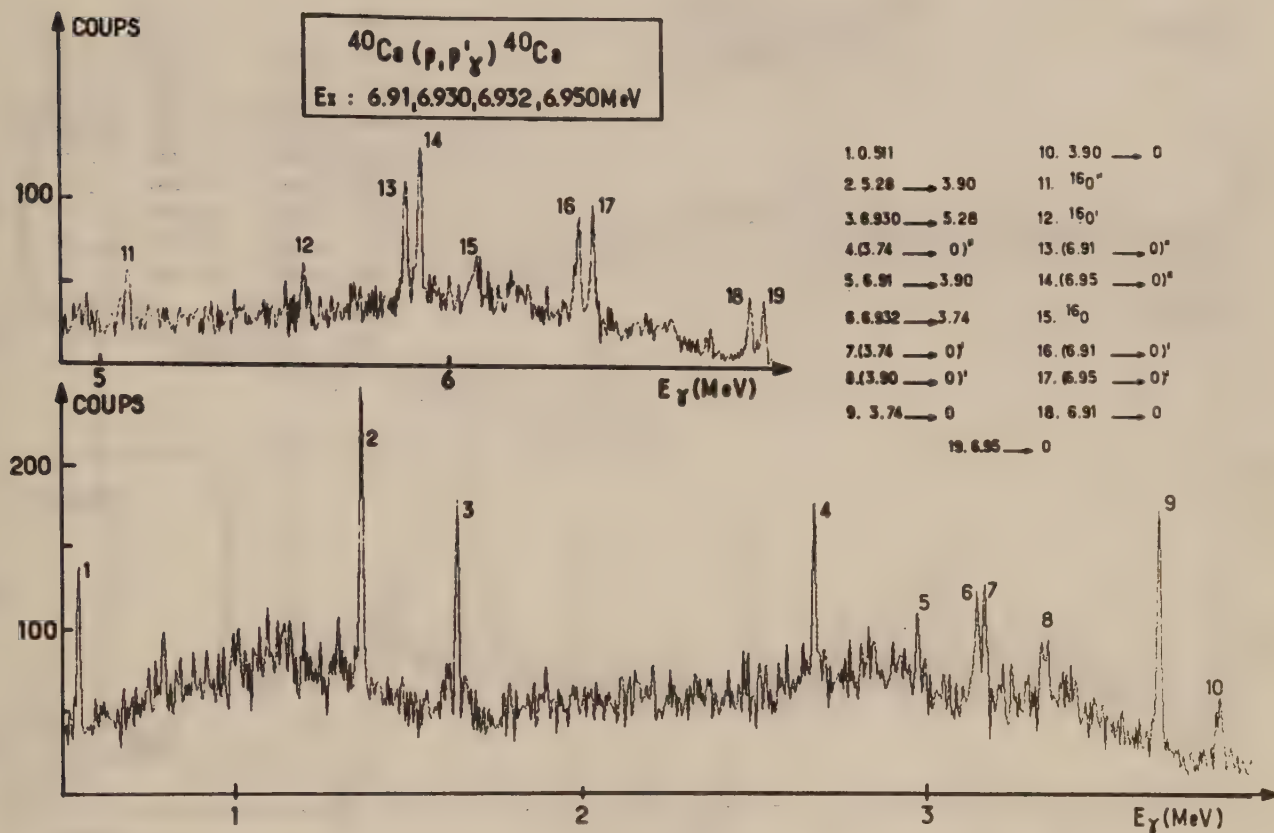
- | | |
|--------------------|---------------------|
| (1) : protons | (5) : alpha |
| (2) : deutons | (6) : hélium-six |
| (3) : tritons | (7) : lithium-six |
| (4) : hélium-trois | (8) : lithium-sept. |

Fig. A7.- Spectre des deutons observés en coïncidence dans la réaction $^{41}\text{K}(^3\text{He}, d\gamma)^{42}\text{Ca}$.



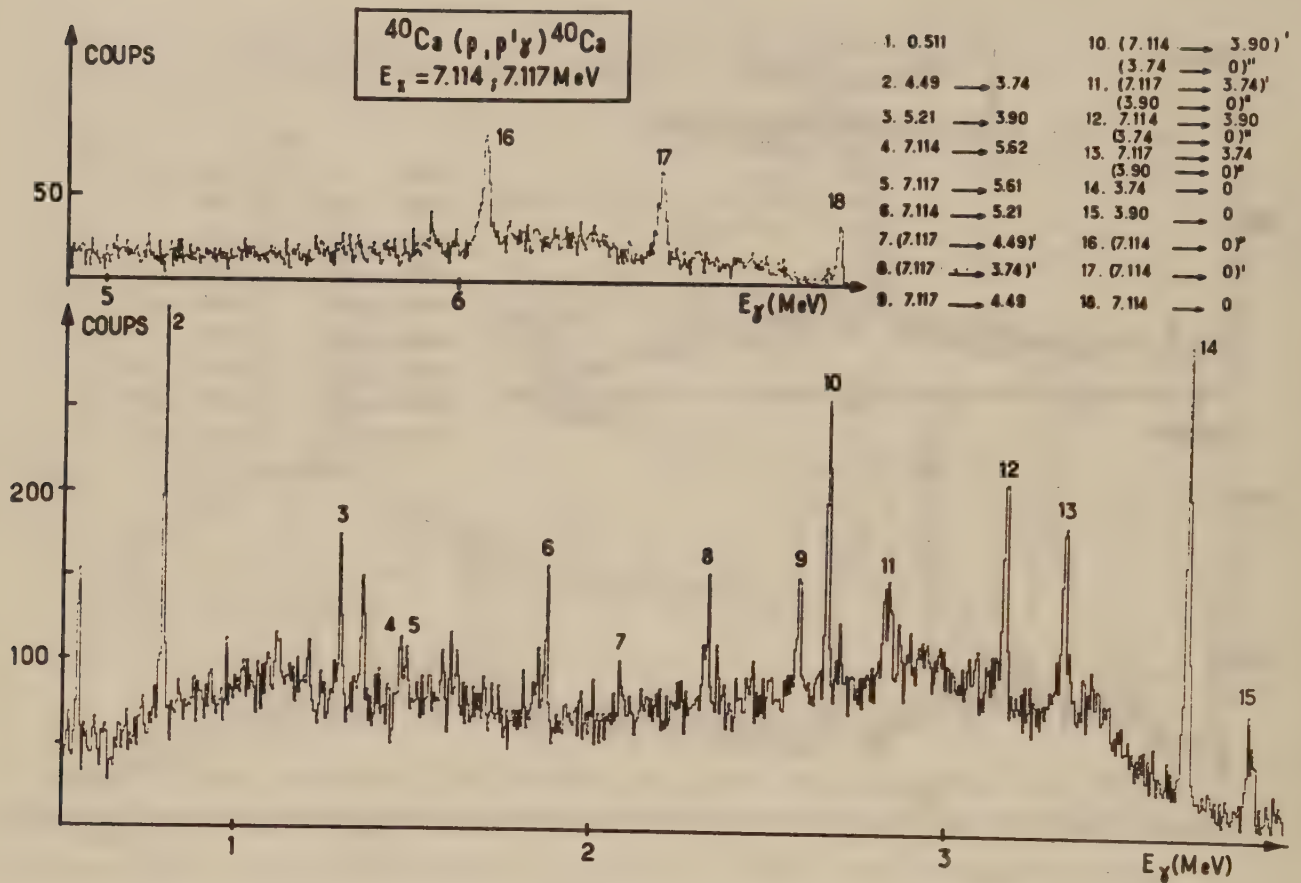
Seuls sont indiqués les états les plus excités dont les transitions électromagnétiques sont fournies dans l'appendice B. Les énergies d'excitation sont déterminées à ± 10 keV près. Les schémas de niveaux montrent la correspondance entre les premiers états de ^{42}K et leurs analogues situés vers 10 MeV d'excitation dans ^{42}Ca .

Fig. A8.- Spectre des énergies gamma en coïncidence avec les protons correspondant au groupe de niveaux situés vers 6,93 MeV dans ^{40}Ca .



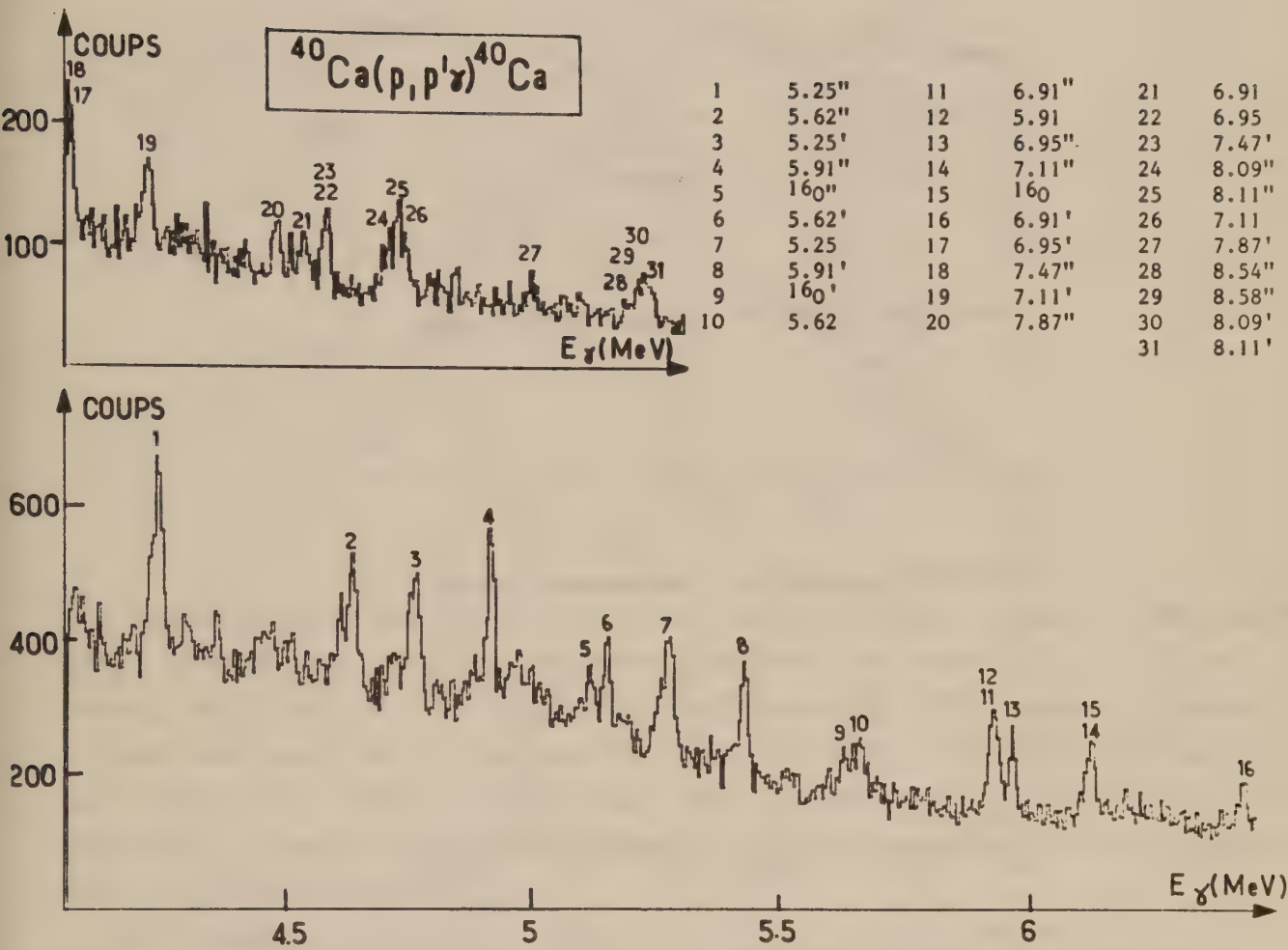
Les conditions de la réaction par laquelle ces niveaux sont excités sont les suivantes : réaction $^{40}\text{Ca}(p, p'\gamma)^{40}\text{Ca}$ à 12 MeV, détection des protons à 90° , des rayons gamma à 40° à l'aide d'une diode Ge-Li. Les nombres repèrent des pics dont la signification est donnée dans le tableau porté sur la figure. Les énergies sont exprimées en MeV. Par exemple, (6,95 $\rightarrow$ 0) $''$, (6,95 $\rightarrow$ 0) $'$, (6,95 $\rightarrow$ 0) signifient respectivement : raie de second échappement, de premier échappement et du photo-pic de la transition de l'état à 6,95 MeV vers l'état fondamental. ^{16}O indique la transition de l'état à 6,13 MeV dans ^{16}O vers l'état fondamental, qui sert de raie de référence pour la calibration en énergie de la diode Ge-Li.

Fig. A9.- Spectre des énergies gamma en coïncidence avec les protons correspondant au doublet situé à 7,11 MeV dans ^{40}Ca .



Mêmes conditions et notations que celles citées à propos de la fig. A8. Certains pics non repérés correspondent à des transitions de niveaux autres ($E_x \geq 7.24 \text{ MeV}$) que les états à 7,114 et 7,117 MeV.

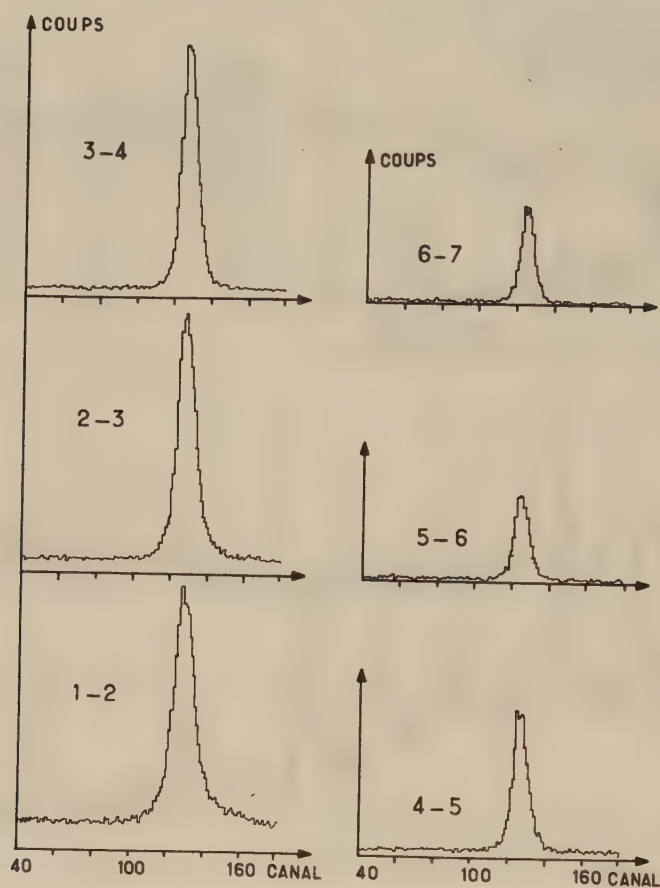
Fig. A10.- Transitions vers l'état fondamental dans ^{40}Ca .



Mêmes conditions et notations que celles citées à propos de la fig. A8. Seuls sont repérés les pics correspondant à des transitions vers l'état fondamental, d'états situés entre 4 et 8,2 MeV d'excitation dans ^{40}Ca . ^{16}O indique l'état à 6,13 MeV dans ^{16}O .

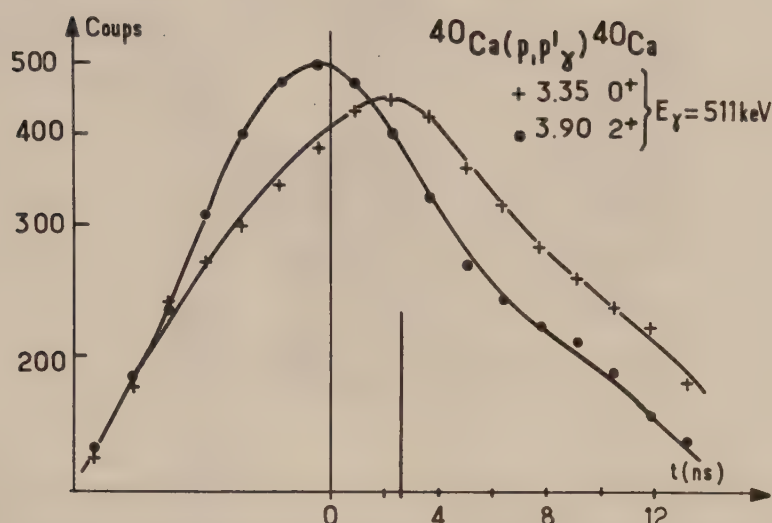
Fig. A11.- Spectres des temps de coïncidence proton-gamma dans la réaction $^{40}\text{Ca}(p, p'\gamma)^{40}\text{Ca}$ à 14 MeV.

Les rayonnements gamma sont détectés à 45° par une jonction Ge-Li, les protons à 178° par une jonction annulaire.



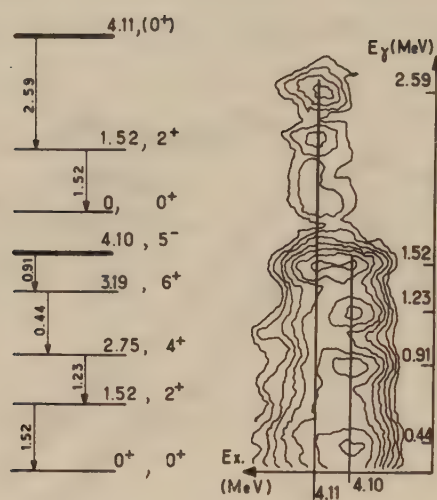
Les six spectres correspondent à des rayonnements gamma d'énergies comprises respectivement entre 1 et 2, 2 et 3, etc ... 6 et 7 MeV et en coïncidence avec des protons diffusés à 178° d'énergies comprises entre 0,5 et 13 MeV. L'échelle des coups est arbitraire, les spectres présentés correspondent environ à quarante heures d'enregistrement. Sur l'échelle des temps, dix canaux représentent sept nanosecondes.

Fig. A12.- Spectres des temps de coïncidence relatifs aux états 0^+ à 3,35 MeV et 2^+ à 3,90 MeV dans ^{40}Ca .

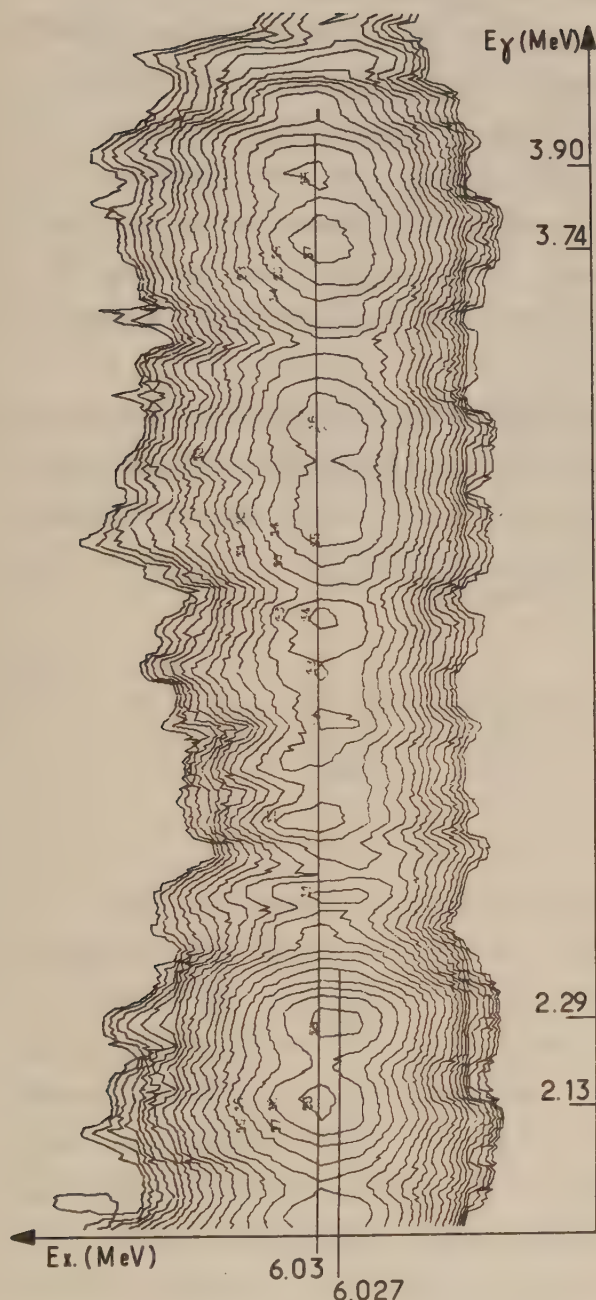


Les deux courbes représentent les spectres des temps de coïncidence entre, d'une part, les protons correspondant aux états 0^+ à 3,35 MeV (croix) et 2^+ à 3,90 MeV (points) et, d'autre part, les gamma d'énergie 511 keV provenant de l'annihilation des positons créés lors de la désexcitation de l'état 0^+ (formation interne de paires) et de l'état 2^+ (formation externe de paires, importante étant donnée l'énergie importante de la transition).

Le spectre relatif à l'état 2^+ , de vie moyenne courte (10^{-13}s), fournit l'instant zéro de l'échelle des temps (exprimée en unité 10^{-9}s). Le déplacement par rapport à ce zéro du spectre relatif à l'état 0^+ fournit approximativement la vie moyenne de cet état, soit $2,7 \pm 1,3\ 10^{-9}\text{s}$, en bon accord avec les déterminations antérieures.

Fig. A13.- Doublet à 4,10 MeV dans ^{42}Ca .

La figure représente les courbes de niveaux de la surface $N(E_\gamma, E_p)$ lissée, relative aux protons diffusés inélastiquement sur ^{42}Ca et correspondant aux états voisins de 4,10 MeV d'excitation. Les énergies d'excitation sont en abscisse, l'énergie gamma en ordonnée. Les différents pics qui apparaissent sur la figure se répartissent en deux groupes : ceux alignés sur la droite verticale d'abscisse 4,10 MeV (0,44 ; 0,91 ; 1,52 MeV) et ceux alignés sur la droite 4,11 MeV (1,52 et 2,59 MeV), représentant les gamma de désexcitation des niveaux respectivement à 4,10 et 4,11 MeV d'excitation. Dans le premier groupe se retrouvent les gamma de désexcitation (0,44 ; 1,23 et 1,52 MeV) du niveau à 3,19 MeV et les gamma d'énergie 0,91 MeV issus de la transition vers ce niveau. Dans le deuxième groupe, les gamma d'énergie 2,59 MeV proviennent de la transition du niveau à 4,11 MeV vers le niveau à 1,52 MeV qui se désexcite à son tour vers l'état fondamental. Les schémas correspondants sont indiqués sur la partie gauche de la figure.

Fig. A14.- Doublet à 6,03 MeV dans ^{40}Ca .

L'exemple précédent est donné à titre indicatif pour illustrer le principe de la méthode des courbes de niveaux appliqué aux coïncidences particules-gamma. La séparation (10 keV) entre les deux états du doublet permet cependant leur identification dans des spectres à une dimension obtenu dans des expériences à bonne résolution en énergie des particules chargées ou des rayonnements gamma. Il faut toutefois noter que, dans l'exemple précédent, l'identité des niveaux est certaine, et qu'aucune confusion due à la présence possible d'une impureté (^{40}Ca par exemple) n'est possible.

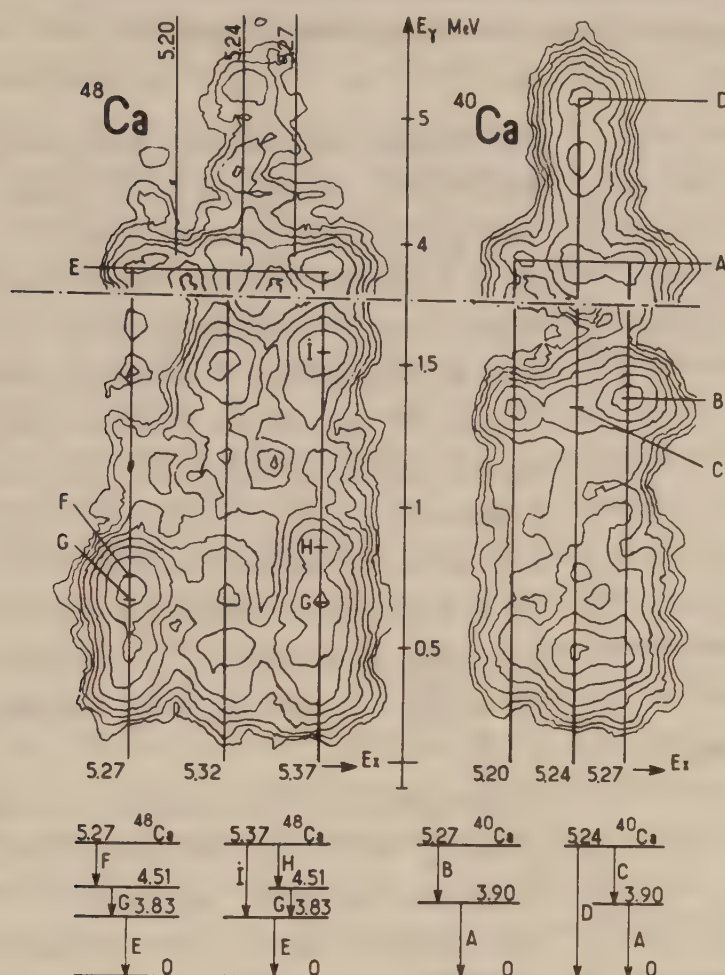
Cette figure montre que, dans un cas favorable, la résolution effective est de l'ordre de $\Delta E/5$, où ΔE est la résolution en énergie des particules : dans ce cas $\Delta E \approx 20$ à 25 keV.

Les protons diffusés sur ^{40}Ca et correspondant à une énergie d'excitation dans ce noyau voisine de 6,03 MeV, sont principalement en coïncidence avec des gamma d'énergie 2,13 ; 2,29 ; 3,74 et 3,90 MeV, ce qui indique des transitions vers les

états à 3,74 et 3,90 MeV. On remarque cependant que les pics à 2,13 et 2,29 MeV ne sont pas alignés exactement sur la même droite verticale, et qu'il en est de même pour les pics à 3,74 et 3,90 MeV. (Il faut tenir compte des flancs des pics qui donnent une bonne idée de leurs formes et de leurs positions, plutôt que des sommets qui pour des raisons statistiques n'ont pas dans beaucoup de cas, de signification précise). De plus les couples de gamma complémentaire,

3,90 et $6,03 - 3,90 = 2,13$ d'une part ; 3,74 et $6,03 - 3,74 = 2,29$ d'autre part, semblent constituer chacun un alignement particulier. Ces caractéristiques indiquent de façon certaine la présence d'un doublet à l'énergie 6,03 MeV. Une estimation approximative de la séparation en énergie entre les deux termes de ce doublet donne 3 keV. Des mesures faites indépendamment à Harwell et utilisant une diode Ge-Li montrent que les rapports d'embranchement gamma "du niveau" situé à 6,03 MeV varient avec l'énergie des particules incidentes qui excitent "ce niveau", et donc impliquent l'existence d'un multiplet à cette énergie. Ces mesures montrent de plus que les termes de ce multiplet sont distants de moins de 4 keV, ce qui confirme notre estimation.

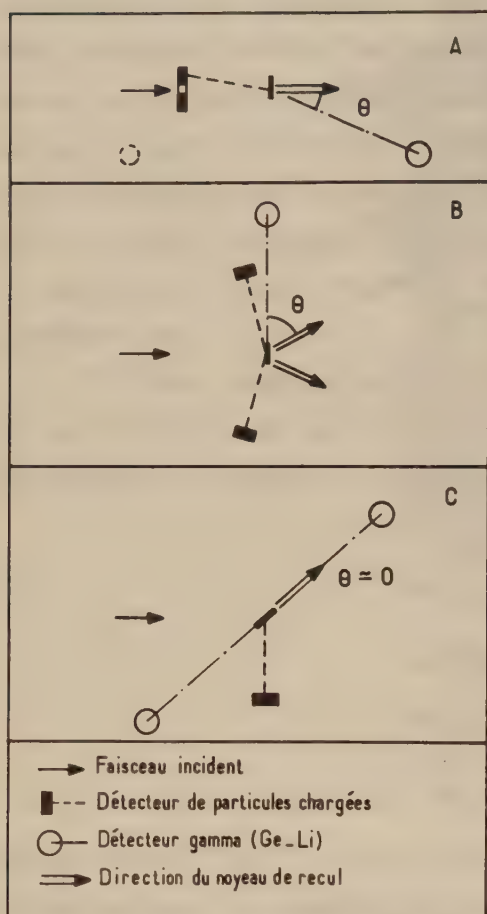
Il faut remarquer que la très faible séparation des deux membres de ce doublet ne permet pas leur identification directement à partir d'un spectre gamma à une dimension obtenu à l'aide d'une diode Ge-Li.

Fig. A15.- Triplet à 5,32 MeV dans ^{48}Ca .

Le calcium-48 disponible contient environ 3% de ^{40}Ca . Cette contamination est particulièrement gênante pour deux raisons : les sections efficaces de diffusion de protons sont au moins un ordre de grandeur plus grandes sur ^{40}Ca qu'elles ne le sont sur ^{48}Ca , et la faible différence de masse entre ces deux noyaux ne permet pas de différencier aisément leurs états respectifs par cinématique, dans les régions où la densité de ces états est importante.

Cette situation est illustrée par le cas présenté sur la figure : trois états de ^{48}Ca sont superposés à trois états de ^{40}Ca , dans une bande d'énergie de 100 keV. La position du triplet de ^{40}Ca (5,21, 5,25, 5,28) par rapport à celui de ^{48}Ca (5,27, 5,32, 5,37) est reportée sur la partie supérieure gauche de la figure, où sa contribution est représentée par le pic gamma à 5,25 MeV. L'existence à 5,32 MeV dans ^{48}Ca d'un état ayant qualitativement le même schéma de désexcitation que l'état à 5,37 MeV, est certifiée par la simple comparaison des courbes de niveaux relatives aux deux triplets.

Fig. A16.- Géométrie adoptée pour les mesures de vies moyennes par effet Doppler dans les réactions $(p, p'\gamma)$.



Les états nucléaires sont excités par réactions nucléaires (le plus souvent par diffusion inélastique) et l'énergie E_ℓ , mesurée dans le laboratoire d'un rayonnement électromagnétique de désexcitation dépend de l'énergie propre de transition E_γ et de la vitesse moyenne v du noyau de recul émetteur au moment de l'émission : $E_\ell = E_\gamma (1 + \frac{v}{c} \cos \theta)$, c = vitesse de la lumière, θ = angle entre la direction d'observation et la direction du noyau émetteur. [Le facteur relativiste $(1 - \frac{v^2}{c^2})^{1/2}$ est le plus souvent pris égal à 1].

La mesure du déplacement en énergie ($E_\ell - E_\gamma$) permet, si le processus de ralentissement du noyau de recul est connu, d'obtenir la vie moyenne totale de l'état excité d'énergie E_γ au-dessus de l'état fondamental. Cette méthode est applicable pour des mesures de vie moyenne comprises entre 10^{-14} et 10^{-11} seconde environ.

Généralement les particules émises sont détectées à un angle proche de 180° par rapport à la direction du faisceau incident, afin que l'énergie et donc la vitesse du noyau de recul émetteur soit aussi grande que possible. Les rayonnements gamma sont détectés (en coïncidence avec les particules émises) successivement à un angle arrière et à un angle avant (fig. A). Cette géométrie est la plus favorable en principe en ce qui concerne l'importance du déplacement en énergie :

$E_\ell(\text{avant}) - E_\ell(\text{arrière}) = 2E_\gamma \frac{v}{c}$ si on suppose que $\theta = 0^\circ$ et 180° degrés, avec v maximal. Elle est de plus très utile, sinon nécessaire, dans les mesures de corrélations angulaires qui peuvent ainsi être faites simultanément.

Elle a cependant deux inconvénients importants : l'utilisation d'un détecteur annulaire, toujours délicate et qui interdit pour l'instant la discrimination des particules par télescope $E - \Delta E$, et la très fai-

ble excitation de certains niveaux à des angles arrière proches de 180° . De plus, pour des raisons mécaniques, Θ ne peut prendre des valeurs extrêmes (généralement $\Theta \neq 25^\circ$ et 155° dans cette géométrie) ce qui introduit dans l'expression du déplacement en énergie un facteur $\cos \Theta$.

Une autre géométrie, moins commune mais utilisée tout de même dans plusieurs laboratoires, consiste à détecter les particules émises simultanément dans deux directions symétriques par rapport au faisceau incident (fig. B). Les rayonnements électromagnétiques sont détectés à un seul angle, en coïncidence avec les deux voies particules. L'intérêt de cette méthode réside dans la mesure instantanée du déplacement en énergie, (en opposition avec la méthode précédente où ce déplacement résulte de deux mesures successives) qui minimise les risques de variation de la calibration en énergie des diodes Ge-Li utilisées. De plus elle représente par rapport à la géométrie précédente, un gain de temps d'un facteur deux. L'inconvénient dû à l'emploi d'un détecteur annulaire est supprimé. Toutefois les déplacements en énergie sont faibles étant donné la diminution de v d'une part, et l'augmentation de Θ d'autre part. De plus la trajectoire rasante par rapport à la cible des particules émises a comme conséquence une mauvaise résolution en énergie des spectres observés à l'aide des deux détecteurs. Cet effet est d'autant plus important que les cibles utilisées sont généralement épaisses (1 à 3 mg/cm^2), afin que le ralentissement du noyau de recul se fasse entièrement dans la matière de la cible.

Après essai des deux géométries précédentes à l'aide de la réaction $^{40}\text{Ca}(p, p'\gamma)^{40}\text{Ca}$, nous avons adopté le dispositif suivant : détection des protons diffusés à 90° par rapport au faisceau incident, et des rayonnements gamma par deux diodes Ge-Li placées à quelques degrés près dans la direction des noyaux de recul émetteur (fig. C).

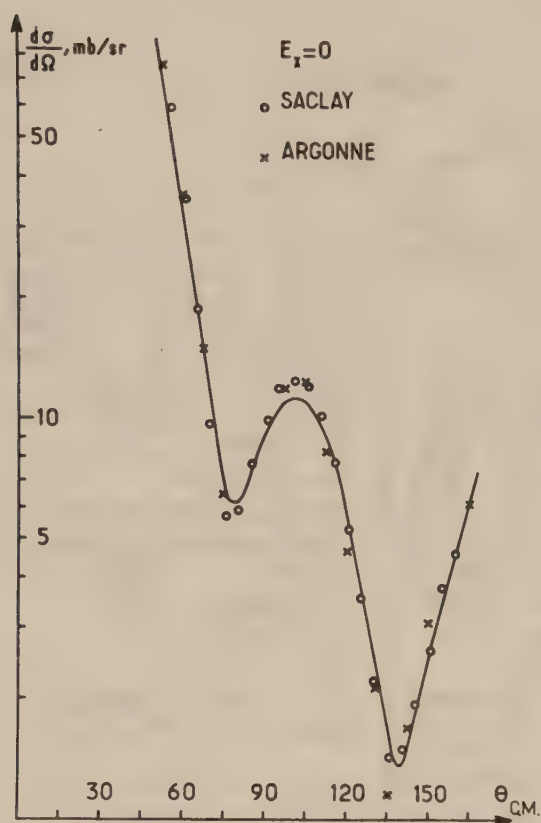
Avantages de ce procédé : Il évite les inconvénients de la première méthode tout en permettant d'obtenir des déplacements en énergie comparables, (perte sur v approximativement compensée par le gain sur Θ) et il procure un gain de temps d'un facteur deux par rapport à celle-ci. De plus la position de la cible dont le plan contient la direction du noyau de recul (environ 40° pour la réaction $^{40}\text{Ca}(p, p'\gamma)^{40}\text{Ca}$ à 12 MeV) est favorable pour deux raisons :

- elle augmente l'épaisseur effective de la cible pour les noyaux de recul, ce qui peut permettre l'emploi de cibles minces (quelques centaines de $\mu\text{g/cm}^2$).

. elle évite la détérioration de la résolution en énergie due à des différences de parcours des particules dans la cible. (Plan de la cible selon la bissectrice de l'angle entre les particules incidentes et diffusées).

L'emploi simultané des deux détecteurs gamma suppose cependant que leur calibration relative en énergie est bien connue. C'est le cas lors de l'étude de ^{40}Ca où il existe plusieurs transitions à vie suffisamment longue pour que leurs énergies observées ne soit pas affectée par l'effet Doppler, et qui fournissent cinq points de référence échelonnés de 0,5 à 3,74 MeV. Pour les énergies plus élevées, l'état 3^- à 6,13 MeV dans ^{16}O (présent dans les cibles de calcium du fait de leur oxydation) de vie moyenne longue ($25 \times 10^{-12}\text{s}$) se désexcite vers l'état fondamental et procure ainsi trois points de référence à haute énergie.

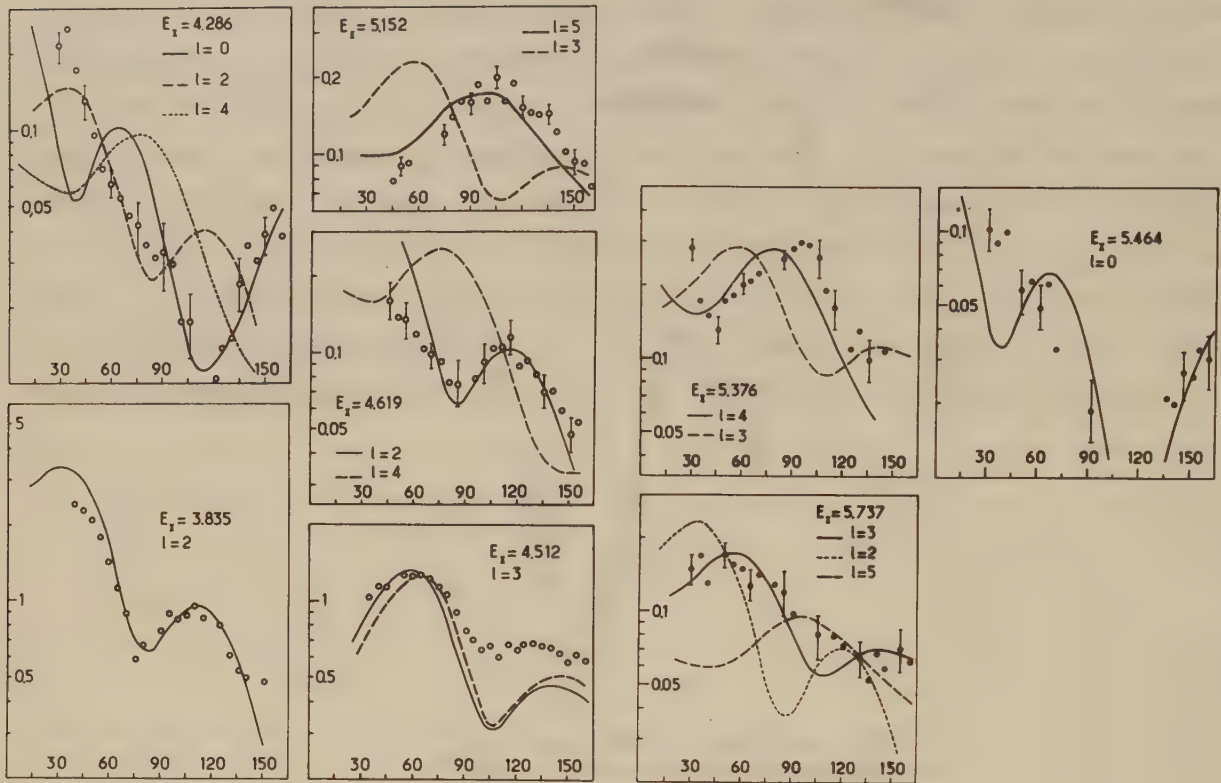
Fig. A17.- Distribution angulaire des protons diffusés élastiquement sur ^{48}Ca à 12 MeV.



Les croix indiquent les résultats obtenus au laboratoire d'Argonne (réf. 7 du ch. II). La courbe est calculée à partir des paramètres cités dans le chapitre II.

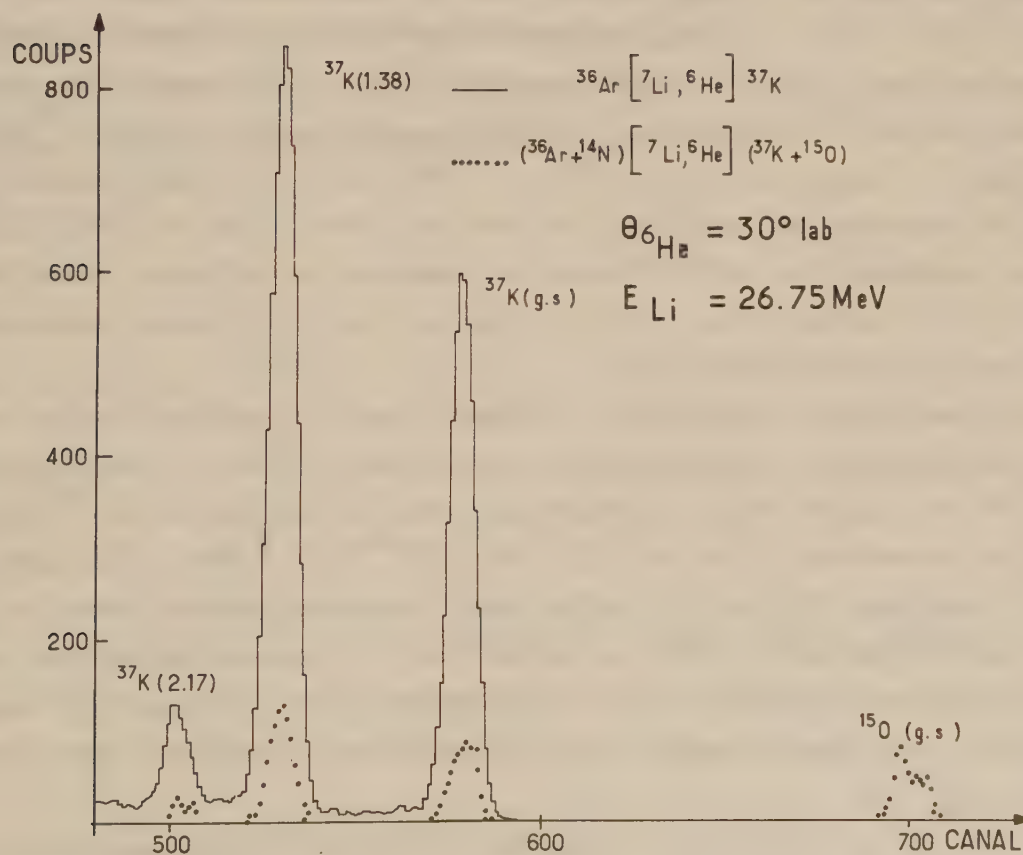
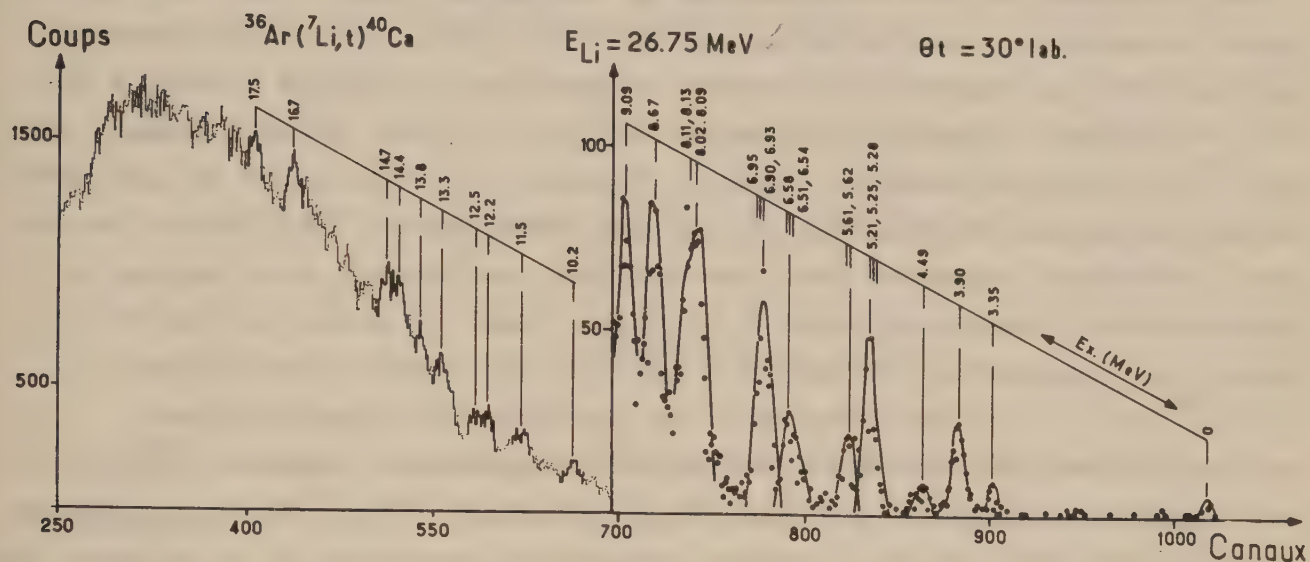
Fig. A18.- Distributions angulaires des protons diffusés inélastiquement sur ^{48}Ca à 12 MeV.

Etats à 3,83 ; 4,29 ; 4,51 ; 4,62 ; 5,15 ; 5,37 ; 5,46 et 5,74 MeV.



Les sections efficaces différentielles sont en ordonnées, en mb/sr. Les angles dans le centre de masse sont en abscisse. Les courbes sont calculées dans l'approximation des ondes distordues (DWBA) par le programme JULIE utilisant les paramètres déterminés par la distribution angulaire élastique. Les effets de l'excitation coulombienne sont faibles et ne sont donc pas inclus dans les calculs. (La contribution de ces effets apparaît comme exemple sur la courbe en pointillé présente pour l'état à 4,5 MeV). Les courbes en trait plein correspondent aux moments transférés les plus probables.

Fig. A19 et A.20.- Spectres de tritons et d'hélium-six issus des réactions $^{36}\text{Ar}(^7\text{Li},t)^{40}\text{Ca}$ et $(^{36}\text{Ar} + ^{14}\text{N})(^7\text{Li}, ^6\text{He})(^{37}\text{K} + ^{15}\text{O})$ à 28 MeV d'énergie incidente.



La cellule gazeuse utilisée pour cette expérience (qui a été précédée de deux essais à 16 et 21 MeV) est décrite dans l'appendice A. La pression du gaz est de l'ordre de 0,5 atmosphère, ce qui correspond à une épaisseur de cible effective de $400 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ pour ^{36}Ar . Les particules secondaires sont détectées à 26° , 30° , 38° , 44° et 50° dans le laboratoire. La figure A19) montre un spectre de tritons obtenu à 30° et à 26,75 MeV d'énergie incidente effective (après ralentissement des ions ^7Li incidents dans la fenêtre d'entrée et l'épaisseur de gaz précédent le volume de réaction vu par les détecteurs). Les traits verticaux inférieurs repèrent des pics qui sont suivis aux cinq angles et correspondent cinématiquement à un noyau final de masse proche de 40. Aucun pic susceptible d'être dû à un état d'un noyau final léger (^{18}F , ^{20}Ne , ...) n'est décelable. La contribution possible dans ce spectre des tritons dus à des impuretés gazeuses légères (^{14}N , ^{16}O , ...) est cependant contrôlée à l'aide de la réaction (^7Li , ^6He) qui procure des spectres très simples et donc facilement comparables. La figure A20) montre comme exemple les spectres obtenus à 30° sur la cible ^{36}Ar utilisée tout au long de l'expérience, et sur une cible constituée d'un mélange ($^{36}\text{Ar} + ^{14}\text{N}$). La comparaison dans ces deux spectres des pics correspondant aux états fondamentaux de ^{37}K et ^{15}O fournit le rapport des quantités de ^{14}N présentes respectivement dans la cible ^{36}Ar de l'expérience et dans la cible ($^{36}\text{Ar} + ^{14}\text{N}$) test. Ce coefficient permet, à partir du spectre de tritons issu de la cible ($^{36}\text{Ar} + ^{14}\text{N}$), de connaître la contribution de ^{14}N dans le spectre de tritons issus de la cible ^{36}Ar utilisée. Cette contribution est effectivement négligeable, et il en est de même pour ^{16}O .

Les traits verticaux supérieurs repèrent (sur la partie droite de la figure) des énergies d'excitation connues dans ^{40}Ca , et sont obtenus à partir d'une calibration en énergie déduite des états de ^{20}Ne excités dans la réaction ($^{36}\text{Ar} + ^{16}\text{O}$)(^7Li , t)($^{40}\text{Ca} + ^{20}\text{Ne}$). (La cible contenant environ 10% de ^{16}O , afin que l'énergie perdue dans le gaz par les particules soit très peu modifiée). L'accord entre les deux séries de repères (inférieurs et supérieurs) est très bon et confirme que les pics qui apparaissent dans ce spectre de tritons sont dûs à des états de ^{40}Ca .

Malheureusement la résolution voisine de 250 keV à mi-hauteur, ne permet pas dans la plupart des cas de déterminer de façon précise quels sont ces états. Sur la partie gauche de la figure (noter le changement d'échelle) les énergies d'excitation sont déduites de l'extrapolation de la droite de calibration et données à ± 300 keV près.

APPENDICE B

Tableau A : Spectre des énergies de ^{40}Ca . Spins et parités les plus probables

Tableau B : " " ^{42}Ca . " "

Tableau C : " " ^{44}Ca . " "

Tableau D : " " ^{48}Ca . " "

Tableau E : Transitions électromagnétiques dans ^{40}Ca .

Tableau F : Vies moyennes d'états excités de ^{40}Ca .

Tableau G : Transitions électromagnétiques dans ^{42}Ca .

Tableau H : " " " ^{44}Ca .

Tableau I : " " " ^{48}Ca .

Saclay (réf. 1)		Autres laboratoires							J ^π probable
(p, p'α) Ex.	(³ He, dα)	(⁷ Li, t)	J ^π	(p, p'α), (p, p') e)	(α, α')	(e, e')	(³ He, d) h)	(d, n) i)	(p, α) j)
6, 91			(2 ⁺)						2 ⁺
6, 930 b)			(3 ⁻)						(3 ⁻)
6, 932 *	(—)	—	(1 ⁻)				1 ⁻		1 ⁻
6, 95	—		(2 ⁺)				(3 ⁻)	(3 ⁻)	(2 ⁺)
7, 114 c)	—		(3 ⁻)						3 ⁻
7, 117									
7, 24									
7, 28			0 ⁺						0 ⁺
7, 30									
7, 40									
7, 42									
7, 45									
7, 47			(2 ⁺)				(2 ⁻)	(2 ⁻)	(2 ⁺) (2 ⁻)
7, 53	—								
7, 57	—								
7, 63	—								
7, 66	—						4 ⁻		4 ⁻
7, 68	—						(3 ⁻)	(4 ⁻ , 3 ⁻)	3 ⁻
7, 70	—								
7, 77									
7, 81									

Tableau A

Spectre d'énergie de ^{40}Ca

Saclay (réf. 1)		Autres laboratoires							$J\pi$	$(p, p'\alpha), (p, p')$ e)	(α, α') f)	(e, e') g)	$(^3\text{He}, d)$ h)	(d, n) i)	(p, α) j)	$J\pi$ probable
$(p, p'\alpha)$ Ex.	$(^3\text{He}, d\alpha)$	$(^7\text{Li}, t)$	$(p, p'\alpha), (p, p')$ e)	(α, α') f)	(e, e') g)	$(^3\text{He}, d)$ h)	(d, n) i)	(p, α) j)								
0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	$0^+ k)$
3, 35	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	$0^+ k)$
3, 74	—	—	—	3	3^-	3^-	3^-	3^-	3^-	3^-	3^-	3^-	3^-	3^-	3^-	3^-
3, 90	—	—	—	2^+	2^+	2^+	2^+	2^+	2^+	2^+	2^+	2^+	2^+	2^+	2^+	2^+
4, 49	—	—	(—)	5	5^-	5^-	5^-	5^-	5^-	5^-	5^-	5^-	5^-	5^-	5^-	5^-
5, 21	—	—	—	0^+	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0^+
5, 25	—	—	—	2^+	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	2^+
5, 28	—	—	—	4^+	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	4^+
5, 61	—	—	—	4^-	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	4^-
5, 62	—	—	—	2^+	(2^+)	(2^+)	(2^+)	(2^+)	(2^+)	(2^+)	(2^+)	(2^+)	(2^+)	(2^+)	(2^+)	(2^+)
5, 91	—	—	—	1^-	$1^-, 3^-$	$1^-, 3^-$	$1^-, 3^-$	$1^-, 3^-$	$1^-, 3^-$	$1^-, 3^-$	$1^-, 3^-$	$1^-, 3^-$	$1^-, 3^-$	$1^-, 3^-$	$1^-, 3^-$	1^-
6, 027 a)	—	—	—	2^-	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	2^-
6, 030 *	—	—	—	$(2^-, 3^+), 3^+$	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	3^+
6, 29	—	—	—	3^-	3^-	3^-	3^-	3^-	3^-	3^-	3^-	3^-	3^-	3^-	3^-	3^-
6, 51	—	—	—	4^+	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	4^+
6, 54	—	—	—	4^+	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	4^+
6, 58	—	—	—	3^-	3^-	3^-	3^-	3^-	3^-	3^-	3^-	3^-	3^-	3^-	3^-	3^-
6, 75	—	—	—	(3^-)	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	(2^-)

Saclay (réf. 1)			Autres laboratoires						J^{π} probable		
(p, p' π) Ex.	($^3\text{He}, d\pi$)	($^7\text{Li}, t$)	J^{π}	(p, p' π), (p, p' π) e)	(α, α') f)	(e, e' π) g)	($^3\text{He}, d$) h)	(d, n) i)	(p, π) j)		
7, 87	—	—	(2 ⁺)	—	(2 ⁺)	4 ⁺		(≤ 3) ⁻	(2 ⁺)		
7, 92			—	4 ⁺				4 ⁺			
7, 98			—	—					(≤ 3) ⁻		
8, 02			—	—							
8, 09	—	—	(2 ⁺)	—	(2 ⁺)			(1 ⁻)	(2 ⁺)		
8, 11 d)			—	—					(1 ⁻)		
8, 13			—	—				(1 ⁺ , 2 ⁺)	(1 ⁺ , 2 ⁺)		
8, 19			—	—				(≤ 3) ⁻	(0 ⁻)		
8, 275	—	—	(0 ⁻)	—	(2 ⁺)				(2 ⁺)		
8, 28*			—	—							
8, 32			—	—							
8, 36*			—	—							
8, 37*	—	—	(0 ⁻)	(4, 5)	(4 ⁺)		2 ⁻	(≤ 3) ⁻	(0 ⁻)		
8, 43*										(4 ⁺)	
8, 44*											2 ⁻
8, 48											
8, 54*	—	—	(2 ⁺)	—		5 ⁻			(2 ⁺)		
8, 55			—	—					5 ⁻	5 ⁻	
8, 58*			—	—						(2 ⁺)	
8, 59			—	—							

Saclay (réf. 1) (p, p'α) Ex.	$(^3\text{He}, d\alpha)$ $(^7\text{Li}, t)$		Autres laboratoires					J^π probable
			(p, p'α), (p, p') e)	(α, α') f)	(e, e') g)	($^3\text{He}, d$) h)	(d, n) i)	(p, α) j)
		10, 2 1) 11, 5 12, 2 12, 5 13, 3 13, 8 14, 4 14, 7 16, 7 17, 5						↓ qqes états de 9, 40 à 10, 7 MeV

Les quatre colonnes de gauche (Saclay) contiennent :

- i) Les énergies en MeV (à ± 10 keV près) des états observés par diffusion inélastique de protons de 12 MeV. Les étoiles indiquent les doublets non résolus avant ce travail.
- ii) Les états observés par la réaction ($^3\text{He}, d\alpha$), et indiqués par un tiret. Leur desexcitation électromagnétique permet, si nécessaire, de les identifier dans la liste des niveaux obtenus par la réaction ($p, p'\alpha$).
- iii) Les états observés par la réaction ($^7\text{Li}, t$).
- iv) Des spins et parités suggérés soit par les propriétés particulières des schémas de desexcitation des états correspondants, soit par la comparaison de ces schémas avec les prédictions faites dans d'autres laboratoires (voir le chapitre III en ce qui concerne ces attributions).

Les six colonnes suivantes (autres laboratoires) contiennent les spins et parités établis par diverses réactions. Un tirer signifie que l'état est observé mais que son spin n'est pas déterminé. Un blanc signifie que l'état n'est pas observé. Un crochet signifie que les états qu'il délimite ne sont pas séparés. Une parenthèse signifie : tentative d'attribution.

La colonne de droite (J^π probable) résume les valeurs contenues dans les autres colonnes.

a) Le doublet à 6,03 MeV a été suggéré par R. Anderson⁽²⁾, mis clairement en évidence dans ce travail⁽³⁾ à l'aide des courbes de niveaux des coïncidences protons-gamma (figure 14 de l'appendice A), puis confirmé indépendamment par les auteurs précédents⁽⁴⁾.

b) L'existence du doublet à 6,93 MeV est déduite de l'incompatibilité des valeurs des vies moyennes mesurées sur les deux transitions présentes à cette énergie (voir les tableaux E et F). Les énergies d'excitation sont données à titre indicatif : elles signifient que les deux termes du doublet sont séparés par moins de deux keV. (La confirmation définitive de l'existence de ce doublet doit cependant être apportée par d'autres expériences).

c) Le doublet à 7,11 MeV est déduit de la comparaison des schémas de desexcitation obtenus respectivement par les réactions ($p, p'\alpha$) et ($^3\text{He}, d\alpha$).

- d) Les deux niveaux à 8,09 et 8,11 MeV se desexcitent principalement vers l'état fondamental, et nos résultats ne permettent pas de les séparer dans la réaction (^3He , $d\alpha$). Cependant la comparaison avec les résultats obtenus par la réaction (d,n) indique que c'est probablement l'état à 8,11 MeV qui est excité par ($^3\text{He},d$).
- e) réf. 4 à 10 ; f) réf. 11 à 14 ; g) réf. 15 ; h) réf. 16 à 18 ;
i) réf. 19 ; j) réf. 20 à 22 ;
- k) Nombreuses expériences. Voir par exemple P.M. Endt and C. Van Der Leun Nucl. Phys., A105, (1967) 313.
- l) Les énergies d'excitation supérieures à 10 MeV, correspondant à des états observés uniquement par la réaction ($^7\text{Li},t$), sont déterminées à ± 300 keV près.

Tableau B

Spectre d'énergie de ^{42}Ca

Saclay (réf. 23)			Autres laboratoires					J π probable
(p, p' π)	($^3\text{He}, d\pi$)	J π a)	(p, p' π)	(α, α')	($^3\text{He}, d$)	($^3\text{He}, \alpha$)	(t, p)	
Ex.	($^3\text{He}, d$)		(p, p')	c)	d)	e)	f)	
0				0 ⁺			0 ⁺	0 ⁺
1,52			2 ⁺	2 ⁺		2 ⁺	2 ⁺	2 ⁺
1,84			0 ⁺	0 ⁺		0 ⁺	0 ⁺	0 ⁺
2,42			2 ⁺	2 ⁺		2 ⁺	2 ⁺	2 ⁺
2,75			4 ⁺	4 ⁺		4 ⁺	4 ⁺	4 ⁺
3,19			6 ⁺	6 ⁺		6 ⁺	—	6 ⁺
3,25			(4 ⁺)	—			—	(4 ⁺)
3,30			(2 ⁺ , 1 ⁻)	—			—	
3,39			2 ⁺	—			2 ⁺	2 ⁺
3,44	$\ell=3$		3 ⁻	3 ⁻	3 ⁻	($\ell=0, 2$)	3 ⁻	3 ⁻
3,65			2 ⁺	2 ⁺		($\ell=1$)	2 ⁺	2 ⁺
3,88		(2 ⁺)	(1 ⁻ , 2 ⁺)	—			—	(2 ⁺)
3,95	$\ell=3$				(4 ⁻)		—	4 ⁻
3,99							—	
4,05							—	
4,10	$\ell=3$	5 ⁻	{(0 ⁺), 5 ⁻ }	5 ⁻	{5 ⁻	{($\ell=2$)	5 ⁻ , (0 ⁺)	5 ⁻
4,11 *		(0 ⁺)						
4,23		(2 ⁺)				($\ell=3$)	—	(2 ⁺)
4,35			(4 ⁺)			($\ell=3$)	—	(4 ⁺)
4,42	$\ell=3$	2 ⁻	{4 ⁺	4 ⁺	{2 ⁻	{($\ell=0, 2$)	2 ⁺	2 ⁻
4,44 *		(4 ⁺)						
4,45 *		(2 ⁺)						(4 ⁺)
4,50							—	(2 ⁺)
4,56							—	
4,70	—		3 ⁻	3 ⁻	3 ⁻	—	3 ⁻	3 ⁻
4,73							—	
4,75							2 ⁺	2 ⁺
4,87 *								

Saclay (réf. 23)			Autres laboratoires					J ^π probable
(p, p' α)	(³ He, d α)		(p, p' α)	(α, α')	(³ He, d)	(³ He, α)	(t, p)	
Ex.	(³ He, d)	J ^π a)	(p, p')	c)	d)	e)	f)	
4,89	}	(1 ⁻)	(l=2)	3 ⁻	(1) ⁻	{(l=3)	}	(1 ⁻)
4,90 *								
4,94	}	(2 ⁺)						(2 ⁺)
4,96 *		(3 ⁻)						(3 ⁻)
5,02							4 ⁺	4 ⁺
5,07	—				() ⁻		—	
5,15	—				() ⁻		—	
5,21				—		(l=3)	2 ⁺	2 ⁺
5,32	—					{(l=0, 2)	—	
5,35							—	
5,38				{(4 ⁺)	{() ⁻	{(l=0, 2)	—	
5,40	—						—	
5,44							}	
5,46 *								
5,49	—						}	3 ⁻
5,51 *	—			3 ⁻	3 ⁻			
5,52 *								
5,58	—						—	
5,62	—	(1 ⁻)			(1) ⁻	(l=0, 2)	—	(1 ⁻)
5,66	—			3 ⁻	3 ⁻	—	—	3 ⁻
5,71			{(l=2, 3)				—	
5,78	}	(—)		—	{() ⁻	{(l=0, 2)	—	
5,80							—	
5,82 *							}	
5,87				—				0 ⁺
5,92							—	
5,98	—			{(3 ⁻)			—	(3 ⁻)
6,02						—	0 ⁺	(0 ⁺)
6,10							4 ⁺	(4 ⁺)
6,15	—			{(3 ⁻)			—	
6,17							—	
6,21							—	
6,23 *			{(l=2)			{(l=0, 2)	}	
6,25		(2 ⁺)						(2 ⁺)

Saclay (réf. 23)			Autres laboratoires					J π probable
(p, p' α)	(^3He , d α) (^3He , d)		(p, p' α) (p, p')	(α , α')	(^3He , d)	(^3He , α)	(t, p)	
Ex.		J π a)	b)	c)	d)	e)	f)	
6,28	—						—	
6,32 *								
6,38 *								
6,42						—	—	
6,45							—	
6,49								
6,52 *				{(4 $^+$)		—	{ 0 $^+$	
6,54 *								
6,57						—		
6,61							—	
6,64						—		
6,65 *				{(4 $^+$)			{ —	
6,69								
6,71 *							{ 0 $^+$	
6,74							—	
6,76 *								
6,78 *								
6,80						—		
6,81 *							{ —	
6,84							—	
6,89							—	
6,91							—	
6,94				—			—	
6,98 *								
7,02			{ —			—	{ —	
7,03 *								
7,07 *								
7,11							—	
7,14							—	
7,17							2 $^+$	
7,20 *								

Saclay (réf. 23)			Autres laboratoires					J ^π probable
(p, p'α)	(³ He, dα)		(p, p'α)	(α, α')	(³ He, d)	(³ He, α)	(t, p)	
Ex.	(³ He, d)	J ^π a)	b)	c)	d)	e)	f)	
7,23						qqques	—	
7,26 *						niveaux		
7,30						de 7,43	—	
7,33						à 8,85	—	
7,34 *								
7,39							—	
↓								
beaucoup								
de								
niveaux	9,75ℓ=3	(2 ⁻)				(2 ⁻)		(2 ⁻)
	9,85ℓ=3	(3 ⁻)				(3 ⁻)		(3 ⁻)
	10 ℓ=3	(4 ⁻)				(4 ⁻)		(4 ⁻)
	10,45ℓ=3	(5 ⁻)				(5 ⁻)		(5 ⁻)
	g)							

Les notations sont identiques à celles utilisées dans le tableau A.

a) Mêmes conventions que pour ⁴⁰Ca. Voir le chapitre III pour ces attributions.

b) réf. 24 ; réf. 25 ; réf. 26 . c) réf. 13 ; d) réf. 27 ; e) réf. 28 ; f) réf. 29.

g) Ces quatre états sont observés en (³He, d) uniquement et interprétés comme analogues des premiers états de ⁴²K. Leurs spins sont déduits des états correspondants de ⁴²K.

Tableau C

Spectre d'énergie de ^{44}Ca

Saclay (p,p'x) Ex.	(p,p') a)	Autres laboratoires					J probable
		(α, α') b)	(t,p) c)	(d,p) ℓ_n d)	(t, α) ℓ_p a)	$\beta^\pm$ e)	
1,16	—	2^+	2^+	$\ell=3$	$\ell=3$	2^+	2^+
1,88	—	0^+	—	$\ell=3$	$\ell=3$	($0^+, 4^+$)	0^+
2,28	—	4^+	—	$\ell=3$	—	4^+	4^+
2,66	—	2^+	2^+	$\ell=3$	$\ell=3$	2^+	2^+
3,05	—	—	4^+	$\ell=3$	—	—	4^+
3,28	—	3^-	—	$\ell=3$	$\ell=(0)+2$	6^+	
3,30	—						
3,307	—	—	—	—	$\ell=3$	(2^+)	(2^+)
3,36	—	—	(0^+)	—	—	($5^+, 6^+$)	(0^+)
3,58	—	$—$	$—$	$—$	$=2$		
3,66	—						
3,67	—	—	—	—	—	—	—
3,73	—	—	—	—	—	—	—
3,79	—	—	—	—	—	—	—
3,83 *	—	—	—	3,88	—	—	—
3,91	—	5^-	—	$\ell=1$	$\ell=2$	—	5^-
3,93	—	—	—	—	—	—	—
4,03	—	—	—	$\ell=3$	$\ell=3$	—	—
4,10	—	$—$	—	$\ell=1$	$\ell=0+(2)$	—	3^-
4,19	—						
4,21	—	3^-	—	$\ell=0$	—	—	2^+
4,32	—						
4,37	—	—	—	—	—	—	—
4,41	—	5^-	—	—	$\ell=2$	—	5^-
4,42	—						
4,49	—	—	2^+	($\ell=1$)	—	—	—
4,55	—	—	—	—	—	—	—
4,56	—	—	—	—	—	—	—
4,59	—	—	—	—	—	—	—

Saclay (p, p' α) Ex.	Autres laboratoires					$\beta^\pm$ e)	J^π probable
	(p, p')	(α, α')	(t, p)	(d, p)	(t, α)		
	a)	b)	c)	ℓ_n d)	ℓ_p a)		
4,66	—	2^+	2^+	$\ell=1$	—		2^+
4,69	—			—			
4,82	—			—			
4,87	—						
4,91 *	—	3^-	—	$\ell=1$	$\ell=2$		3^-
5,00	—	4^+	—	$\ell=1$	—	}	4^+
5,02	—		—	$\ell=1$	$\ell=0+(2)$		
5,10	—				$\ell=0$		
5,14	—			$\ell=1$			
5,17	—			—			
	5,21						
	5,22						
5,23	—	3^-	}				3^-
5,24	—			$\ell=1$	$\ell=2$		
5,30	—			$\ell=1$			
5,31	—				—		
↓ beaucoup de niveaux							

Les notations sont identiques à celles employées dans les tableaux précédents.

a) réf. 30 ; b) réf. 13 ; c) réf. 29 ; d) réf. 31 ; e) réf. 32.

Tableau D

Spectre d'énergie de ^{48}Ca

Saclay (réf. 1) (p, p' α)		Autres laboratoires			J π probable
Ex.	J π a)	(p, p' α) (p, p') b)	(α , α') c)	(t, p) d)	
3,83	2 ⁺	2 ⁺	2 ⁺	2 ⁺	2 ⁺
4,29	0 ⁺	0 ⁺	—	0 ⁺	0 ⁺
4,51	3 ⁻	3 ⁻	3 ⁻	—	3 ⁻
4,62	2 ⁺	—	—	—	2 ⁺
5,15	5 ⁻	—	(3 ⁻)	—	5 ⁻ (3 ⁻)
5,26	(4 ⁻)	—	}	—	(4 ⁻)
5,32	—	—		—	—
5,37 *	(4 ⁺)	—	3 ⁻	—	3 ⁻ (4 ⁺)
5,46	0 ⁺	—	—	0 ⁺	0 ⁺
5,74	(3 ⁻)	—	5 ⁻	—	(3 ⁻)5 ⁻
6,11	—	—	—	—	—
6,35	—	—	4 ⁺ , (1 ⁻)	2 ⁺	—
6,62	(1 ⁻)	—	—	—	(1 ⁻)
6,65	—	—	4 ⁺	—	4 ⁺
6,69 *	—	—	—	—	—
6,82	—	—	—	2 ⁺	2 ⁺
6,89 *	—	—	—	—	—
7,03	—	—	(3 ⁻)	—	(3 ⁻)
7,30	—	—	—	—	—
7,40 *	—	—	—	—	—
7,44 *	—	—	—	—	—
7,59	—	—	—	—	—
7,65	—	—	}	}	}
7,66 *	—	—			
7,78	—	—	3 ⁻	—	3 ⁻
7,96	—	—	—	—	—
8,04	—	—	—	—	—
8,07 *	—	—	—	—	—
8,08 *	—	—	—	—	—

Saclay (réf. 1) (p, p' σ)		Autres laboratoires			J π probable
Ex.	J π a)	(p, p' σ) (p, p') b)	(α , α') c)	(t, p) d)	
8,25				—	
8,27				—	
8,38			—		
8,44					
8,49 *				—	
				8,51	
8,53				—	
8,58					
8,60 *				—	
8,67				—	
8,79				—	
8,81 *					
↓					
beaucoup de niveaux					

Les notations sont identiques à celles employées dans les tableaux précédents.

a) Spins déterminés à l'aide de distributions angulaires des protons diffusés. (voir la figure 18 de l'appendice A)

b) réf. 33 ; réf. 34 ; réf. 38 . c) réf. 13 . d) réf. 29.

Tableau E

Transitions électromagnétiques dans ^{40}Ca

Ex. (MeV)	J^π	Transfert sur ^{39}K	Rapports d'embranchement (en %) b)					
			Etat final de parité positive			Etat final de parité négative		
			Ex.	J^π	%	Ex.	J^π	%
3,74	3^-	—	0	0	100			
3,90	2^+		0	0	100			
			3,35 c)	0	$8,10^{-2}$			
4,49	5^-					3,74	3	100
5,21	0^+		3,90	2	100			
5,25	2^+		0	0	80 ± 10			
			3,90	2	17 ± 5			
			3,35	0	3 ± 3			
5,28	4^+		3,90	2	100			
5,61	4^-	—				3,74	3	70 ± 10
						4,49	5	30 ± 5
5,62	2^+		0	0	80 ± 10			
			3,35	0	20 ± 5			
			3,90	2	< 3			
			5,20	0	< 1			
5,91	1^-	—	0	0	100			
6,027	2^-	—	3,90 a)	2	20 ± 5	3,74	3	$> 90 \pm 10$
6,03	3^+		3,90	2	$> 80 \pm 10$			
			5,25	2	20 ± 10			
6,29	3^-	—	3,90	2	25 ± 10	4,49	5	70 ± 10
			0	0	5 ± 5			

Ex. (MeV)	J η	Transfert sur ^{39}K	Rapports d'embranchement (en %) b)					
			Etat final de parité positive			Etat final de parité négative		
			Ex.	J η	%	Ex.	J η	%
6,51	a) 4 ⁺		3,90	2	85 $\pm$ 10			
			5,25	2	15 $\pm$ 5			
6,54	4 ⁺		3,90	2	70 $\pm$ 10	3,74	3	5 $\pm$ 5
			5,62	2	20 $\pm$ 8			
			5,25	2	5 $\pm$ 3			
6,58	3 ⁻	—	3,90	2	20 $\pm$ 10	3,74	3	80 $\pm$ 10
6,75	(2 ⁻)	—	3,90	2	15 $\pm$ 5	4,49	5	< 3
6,91	2 ⁺		0	0	90 $\pm$ 10	3,74	3	85 $\pm$ 10
			3,90	2	10 $\pm$ 5			
			3,35	0	< 6 $\pm$ 6			
			5,20	0	< 4 $\pm$ 4			
6,930			5,28	4	>70 $\pm$ 15			
6,932	(3 ⁻)	(—)				3,74	3	>70 $\pm$ 15
6,95	1 ⁻	—	0	0	100			
7,114*	(2 ⁺)		0	0	65 $\pm$ 10			
			3,90	2	18 $\pm$ 5			
			5,21	0	14 $\pm$ 5			
			5,62	2	3 $\pm$ 2			
			3,35	0	< 3 $\pm$ 3			
7,117	(3 ⁻)	—				3,74	3	60 $\pm$ 10
						4,49	5	20 $\pm$ 5
						5,61	4	20 $\pm$ 5
7,24*						3,74	3	40 $\pm$ 10
						4,49	5	40 $\pm$ 10
						5,61	4	20 $\pm$ 10
7,28*		—				3,74	3	>60 $\pm$ 10

Ex. (MeV)	J π	Transfert sur ^{39}K	Rapports d'embranchement (en %) b)					
			Etat final de parité positive			Etat final de parité négative		
			Ex.	J π	%	Ex.	J π	%
7,30*	a) 0^+		5,25	2	$> 60 \pm 10$			
			5,62	2	$< 10 \pm 5$			
7,40*			5,28	4	$> 70 \pm 15$			
7,42*						3,74	3	$> 80 \pm 10$
7,45*			5,28	4	40 ± 15	5,61	4	30 ± 15
			5,25	2	30 ± 15			
7,47	(2^+)		0	0	$> 90 \pm 10$			
7,53*	(2^-)	—				3,74	3	70 ± 20
						5,61	4	30 ± 10
7,57*			5,25	2	40 ± 10	3,74	3	60 ± 10
7,63*		—	5,62	2	25 ± 10	3,74	3	50 ± 15
						5,61	4	25 ± 10
7,66 f)	4^-	—				5,61	4	50 ± 7
						4,49	5	27 ± 3
						3,74	3	23 ± 2
7,68*			5,28	4	$> 70 \pm 15$			
7,70	3^-	—				3,74	3	$> 90 \pm 10$
7,77*						3,74	3	70 ± 15
						5,61	4	30 ± 10
7,81*			3,90	2	70 ± 15			
			5,25	2	30 ± 15			
7,87*	(2^+)		0	0	$> 90 \pm 10$			

Ex. (MeV)	J π	Transfert sur ^{39}K	Rapports d'embranchement (en %) b)					
			Etat final de parité positive			Etat final de parité négative		
			Ex.	J π	%	Ex.	J π	%
7,92*	a) 4 ⁺					4,49	5	50 $\pm$ 15
						5,61	4	40 $\pm$ 15
						3,74	3	10 $\pm$ 5
7,98*	$\leq (3)^-$	—	3,90	2	50 $\pm$ 15			
			3,35	0	30 $\pm$ 10			
			0	0	10 $\pm$ 10			
			5,28	4	10 $\pm$ 10			
8,02*			5,25	2	>60 $\pm$ 15			
8,09*	(2 ⁺)	}	0	0	>90 $\pm$ 10			
8,11*	(1 ⁻)		0	0	>90 $\pm$ 10			
8,13*			3,90	2	40 $\pm$ 15	4,49	5	40 $\pm$ 10
			5,62	2	20 $\pm$ 10			
8,19*	(1 ⁺ ,2 ⁺)					3,74	3	>80 $\pm$ 20
8,275*	(0 ⁻)	—				6,95	1	60 $\pm$ 20
						5,90	1	40 $\pm$ 20
8,28*	(2 ⁺)		5,62	2	>50 $\pm$ 20			
8,32*		—				3,74	3	80 $\pm$ 20
						6,027	2	20 $\pm$ 10
8,36*	(0 ⁻)	—				6,95	1	>90 $\pm$ 10
8,37*	4 ⁺					4,49	5	>70 $\pm$ 10
8,43*	2 ⁻	—				3,74	3	90 $\pm$ 15
						6,026	2	10 $\pm$ 5
8,44*			5,62	2	>70 $\pm$ 20			

Ex. (MeV)	J π	Transfert sur ^{39}K	Rapports d'embranchement (en %) b)					
			Etat final de parité positive			Etat final de parité négative		
			Ex.	J π	%	Ex.	J π	%
8,48*	a)					3,74	3	$>80\pm20$
8,54*	(2 ⁺)		0	0	60 ± 20			
			3,35	0	40 ± 20			
8,55*	5 ⁻	—				4,49	5 ⁻	$>90\pm10$
8,58*	(2 ⁺)		0	0	$>90\pm10$			
8,59*			3,90	2	20 ± 10	3,74	3	80 ± 20
8,67*	$\leq(3)^-$	—				3,74	3	$>80\pm20$
8,75*	(1 ⁻)	—	0	0	$>90\pm10$			
8,99*	(2 ⁺)		0	0	$>90\pm10$			

Les étoiles indiquent les états dont les transitions électromagnétiques n'étaient pas connues avant ce travail.

a) Pour les trois colonnes de gauche voir le tableau A.

b) Les résultats concernant les rapports d'embranchement électromagnétique des états de ^{40}Ca jusqu'à environ 7 MeV d'excitation sont nombreux. (Voir en particulier les références 4, 9, 20, 21 et 22). Ils sont en général en bon accord avec les résultats obtenus à Saclay (réf. 1 et réf. 44).

c) d'après (réf. 42)

d) d'après (réf. 4). Cet état est très faiblement excité par la réaction ($^3\text{He}, d_\alpha$), et il n'est pas possible à l'aide de cette expérience d'observer la transition vers l'état 2⁺ à 3,90 MeV.

f) Rapports d'embranchement d'après (réf. 43).

Tableau F

Vies moyennes d'états excités de ^{40}Ca

Ex. (MeV)	$E_{\gamma,a}$ (MeV)	$\Delta E(\text{max.})$ (keV) b)	E(obs.) (keV) b)	$\frac{\Delta E(\text{obs.})}{\Delta E(\text{max.})}$	τ Saclay c)	τ Autres laboratoires
3,35	0,511		d)		$(2,7 \pm 1,3) 10^6$	$(3,17 \pm 0,2) 10^6$ f)
3,74	3,74		e)			$(85 \pm 21) 10^3$
3,90	3,90	39,4	$38 \pm 1,5$	0,97	< 60	25 ± 6 h) ; 19 ± 6 i) ; 64 ± 19 j) ; 70 ± 50 k)
4,49	0,75		e)			$(392 \pm 12) 10^3$ m)
5,21	1,31	12,7	< 4	$< 0,30$	$> 11,5 \cdot 10^2$	$(26^{+14}_{-17}) 10^2$ j) ; $(15 \pm 3) 10^2$ k)
5,25	1,35	13,2	11 ± 1	0,83	140^{+170}_{-170}	190 ± 30 j) ; 220 ± 100 h) ; 150 ± 70 k)
	5,25	51	43 ± 2	0,84	135^{+40}_{-135}	
5,28	1,38	13,4	9 ± 1	0,67	300^{+90}_{-80}	260 ± 80 j) ; 230^{+190}_{-60} i) ; 410 ± 100 k)
5,61	1,12	10,7	< 5	$< 0,46$	> 600	950^{+280}_{-190} o) ; 100 ± 80 h) ; > 800 i) ; 830 ± 200 k)
	1,87	17,9	< 6	$< 0,34$	> 960	

Ex. (MeV)	E_{γ} a) (MeV)	$\Delta E(\text{max.})$ (keV) b)	$\Delta E(\text{obs.})$ (keV) b)	$\frac{\Delta E(\text{obs.})}{\Delta E(\text{max.})}$	$\mathcal{C}$ Saclay c)	$\mathcal{C}$ Autres laboratoires
5,62	2,27 5,62	21,7 53,9	21 $\pm$ 2 52 $\pm$ 3	0,97 0,95	< 80 < 100	76 $\pm$ 21 o) ; < 100 k)
5,91	5,91	56,1	54 $\pm$ 4	0,96	< 80	60 $\pm$ 20 o) ; < 100 k)
6,29	1,80 2,39	16,8 22,4	10 $\pm$ 2 14 $\pm$ 3	0,60 0,62	375 $\pm$ 200 -130 350 $\pm$ 180 -150	500 $\pm$ 300 h); 370 $\pm$ 150 i) ; 570 $\pm$ 100 k)
6,51	1,26 2,61	11,7 24	10 $\pm$ 2 20 $\pm$ 2	0,85 0,83	120 $\pm$ 160 -120 135 $\pm$ 70 -70	160 $\pm$ 60 o)
6,54	2,64	24,5	18 $\pm$ 2	0,73	225 $\pm$ 80 -120	190 $\pm$ 60 o)
6,58	2,68 2,84	24,8 26,3	20 $\pm$ 2 20 $\pm$ 2	0,81 0,76	160 $\pm$ 60 -70 195 $\pm$ 70 -60	250 $\pm$ 70 o)
6,75	3,01 2,85	27,7 26,2	24 $\pm$ 2 22 $\pm$ 3	0,87 0,84	100 $\pm$ 60 -50 125 $\pm$ 100 -80	
6,91	6,91	63,2	62 $\pm$ 5	0,98	< 80	$\leq$ 50 h) ; 3,6 $\pm$ 0,6 p)

E_x (MeV)	E_γ a) (MeV)	$\Delta E(\text{max.})$ (keV) b)	$\Delta E(\text{obs.})$ (keV) b)	$\frac{\Delta E(\text{obs.})}{\Delta E(\text{max.})}$	ϵ Saclay c)	ϵ Autres laboratoires
6,930	1,65	15,1	13 ± 2	0,87	100^{+120}_{-100}	
6,932	3,20	29,2	12 ± 3	0,41	710^{+300}_{-200}	
6,95	6,95	$63,4$	63 ± 4	0,99	< 50	$1,4 \pm 0,2$ p)
7,114	1,90	17,2	15 ± 4	0,87	100^{+200}_{-100}	
	3,20	29	26 ± 4	0,90	80^{+100}_{-80}	
	7,11	$64,5$	55 ± 5	0,86	110^{+60}_{-60}	
7,117	2,63	$23,8$	23 ± 2	0,96	< 100	450 ± 130 k)
	3,39	$30,7$	31 ± 2	1	< 50	
7,24	2,75	24,8	20 ± 2	0,81	155^{+70}_{-70}	
	3,49	$31,5$	26 ± 3	0,80	165^{+60}_{-100}	
7,28	3,55	$31,9$	29 ± 3	0,91	< 130	
7,30	2,05	18,4	9 ± 4	0,48	545^{+600}_{-300}	
7,47	7,47	$66,7$	65 ± 5	0,97	< 60	10 ± 5 i)

Ex. (MeV)	E_{γ} a) (MeV)	$\Delta E(\text{max.})$ (keV) b)	$\Delta E(\text{obs.})$ (keV) b)	$\frac{\Delta E(\text{obs.})}{\Delta E(\text{max.})}$	c Saclay c)	c Autres laboratoires
7,57	2,32 3,82	20,6 34	16 $\pm$ 3 29 $\pm$ 4	0,78 0,85	175 $^{+150}_{-120}$ 120 $^{+90}_{-100}$	52 $\pm$ 18 h) ; 260 $^{+140}_{-70}$ i)
7,70	3,97	35,1	36 $\pm$ 2	1	< 25	$\leq$ 9 h)
7,87	7,87	69	70 $\pm$ 6	1	< 50	
7,92	2,31 3,43	20 30	18 $\pm$ 4 26 $\pm$ 4	0,90 0,87	75 $^{+170}_{-75}$ 95 $^{+100}_{-95}$	
7,98	4,08 4,63	35,6 40,4	32 $\pm$ 4 38 $\pm$ 6	0,90 0,94	80 $^{+80}_{-80}$ < 150	
8,09	8,09	70,2	68 $\pm$ 6	0,97	< 80	
8,11	8,11	70,3	68 $\pm$ 6	0,97	< 80	
8,13	4,23	36,6	36 $\pm$ 5	0,99	< 115	
8,19	4,46	38,5	41 $\pm$ 4	1	< 30	
8,32	4,59	39,4	38 $\pm$ 3	0,96	< 90	
8,36	1,42	12,1	9 $\pm$ 2	0,75	190 $^{+180}_{-120}$	

Ex. (MeV)	E_{γ} a) (MeV)	$\Delta E(\text{max.})$ (keV) b)	$\Delta E(\text{obs.})$ (keV) b)	$\frac{\Delta E(\text{obs.})}{\Delta E(\text{max.})}$	$\hat{c}$ Saclay c)	$\hat{c}$ Autres laboratoires
8,37	3,89	33,3	27 ± 6	0,81	145^{+150}_{-145}	
8,43	4,70	40	44 ± 5	1	< 20	
8,54	8,54	72,5	67 ± 7	0,93	< 100	
8,55	4,06	34,4	34 ± 2	1	< 30	
8,58	8,58	72,6	67 ± 6	0,93	< 120	
8,75	8,75	73,4	72 ± 10	0,99	< 100	
8,99	8,99	74,4	75 ± 8	1	< 30	

- a) Energies des transitions. Voir le tableau E.
- b) Les vies moyennes reportées dans ce tableau sont déduites d'observations faites dans la géométrie décrite dans l'appendice A, figure 16c) = réaction $^{40}\text{Ca}(p, p'\gamma)^{40}\text{Ca}$ à 12 MeV, cible laminée sans support d'épaisseur $1,3 \text{ mg/cm}^2$, détection des protons diffusés à 90° (lab), des rayonnements électromagnétiques simultanément à 40° et 140° . Les résultats partiels obtenus à l'aide des géométries 16A) et 16B) sont en accord avec ceux reportés dans le tableau.
- c) Toutes les vies moyennes sont exprimées en unité 10^{-15} seconde. Lorsque $0,9 < \frac{\Delta E(\text{obs.})}{\Delta E(\text{max.})}$, seules sont données des valeurs limites : en effet une très petite variation de ce rapport correspond alors à une modification importante des vies moyennes déduites des courbes d'atténuation. L'existence du doublet à 6,93 MeV résulte de l'incompatibilité des vies moyennes observées respectivement à propos des transitions vers les états 4^+ (1,65 MeV) et 3^- (3,20 MeV). D'autres expériences seraient cependant nécessaires pour confirmer définitivement ce résultat.
- d) Valeur déduite du déplacement du spectre des temps de coïncidence correspondant à cet état. Voir la figure 12) de l'appendice A.
- e) Ces transitions sont utilisées comme raies de référence pour la calibration relative des deux diodes Ge-Li.
- f) réf. 50 . g) réf. 46 . h) réf. 22 . i) réf. 21 . j) réf. 47 .
 k) réf. 10 . m) réf. 48 . o) réf. 4 . p) réf. 49.

Tableau G

Transitions électromagnétiques dans ^{42}Ca .

Ex. (MeV)	J^π	$(^3\text{He}, d_\sigma)$	Rapports d'embranchement (en %) b)					
			Etat final de parité positive			Etat final de parité négative		
			Ex.	J^π	%	Ex.	J^π	%
	a)							
1,52	2^+		0	0^+	100			
1,84	0^+		1,52	2^+	100			
2,42	2^+		1,52	2^+	80 ± 10			
			0	0^+	20 ± 5			
2,75	4^+		1,52	2^+	100			
3,19	6^+		2,75	4^+	100			
3,25	(4^+)		1,52	2^+	60 ± 10			
			2,75	4^+	40 ± 10			
3,30			2,42	2^+	90 ± 10			
			1,52	2^+	10 ± 5			
3,39	2^+		0	0^+	50 ± 10			
			1,52	2^+	50 ± 10			
3,44	3^-	—	1,52	2^+	60 ± 10			
			2,42	2^+	35 ± 5			
			2,75	4^+	5 ± 5			
3,65	2^+		1,52	2^+	80 ± 10			
			0	0^+	10 ± 5			
			1,84	0^+	10 ± 5			
3,88	(2^+)		0	0^+	60 ± 10			
			1,84	0^+	40 ± 10			

Ex. (MeV)	J^π	$(^3\text{He}, d_\gamma)$	Rapports d'embranchement (en %) b)					
			Etat final de parité positive			Etat final de parité négative		
			Ex.	J^π	%	Ex.	J	%
3,95 *	4 ⁻	—	2,75	4 ⁺	10 $\pm$ 5	3,44	3 ⁻	90 $\pm$ 15
3,99 *			1,52	2 ⁺	70 $\pm$ 15			
			2,42	2 ⁺	20 $\pm$ 5			
			2,75	4 ⁺	10 $\pm$ 5			
4,05			1,52	2 ⁺	60 $\pm$ 5	3,44	3 ⁻	10 $\pm$ 5
			2,42	2 ⁺	20 $\pm$ 5			
			2,75	4 ⁺	10 $\pm$ 5			
4,10 *	5 ⁻	—	3,19	6 ⁺	70 $\pm$ 15	3,44	3 ⁻	10 $\pm$ 5
			2,75	4 ⁺	20 $\pm$ 10			
4,11	(0 ⁺)		1,52	2 ⁺	80 $\pm$ 10			
			2,42	2 ⁺	20 $\pm$ 5			
4,23 *	(2 ⁺)		0	0 ⁺	70 $\pm$ 15			
			2,42	2 ⁺	20 $\pm$ 10			
			1,84	0 ⁺	3 $\pm$ 3			
			1,52	2 ⁺	7 $\pm$ 5			
4,35	(4 ⁺)		2,75	4 ⁺	65 $\pm$ 10			
			2,42	2 ⁺	22 $\pm$ 10			
			1,52	2 ⁺	13 $\pm$ 5			
4,42 *	2 ⁻	—	1,52	2 ⁺	65 $\pm$ 15	3,44	3 ⁻	30 $\pm$ 10
						3,95	4 ⁻	5 $\pm$ 5
4,44 *	(4 ⁺)		2,75	4 ⁺	60 $\pm$ 15			
			1,52	2 ⁺	40 $\pm$ 15			
4,45 *	(2 ⁺)		0	0 ⁺	50 $\pm$ 30			
			1,84	0 ⁺	25 $\pm$ 15			
			1,52	2 ⁺	25 $\pm$ 15			
4,50 *			1,52	2 ⁺	70 $\pm$ 15			
			3,25	(4 ⁺)	30 $\pm$ 10			

Ex. (MeV)	$J\pi$	$(^3\text{He}, d\alpha)$	Rapports d'embranchement (en %) b)					
			Etat final de parité positive			Etat final de parité négative		
			Ex.	$J\pi$	%	Ex.	$J\pi$	%
4,56 *	a)		2,42	2^+	80 ± 10			
			3,88	(2^+)	15 ± 5			
			1,52	2^+	5 ± 5			
4,70 *	3^-	—	1,52	2^+	70 ± 10	3,95	4^-	15 ± 10
			2,42	2^+	15 ± 10			
4,75 *	2^+		2,42	2^+	50 ± 15			
			1,52	2^+	50 ± 15			
4,87 *			2,42	2^+	$> 50\pm 15$			
4,89 *		—				4,10	5^-	$> 60\pm 20$
4,90 *	(1^-)	—	0	0^+	$> 70\pm 20$			
4,94 *	(2^+)		2,42	2^+	$> 70\pm 20$			
4,96 *	(3^-)		1,52	2^+	60 ± 20			
			2,42	2^+	30 ± 15	3,95	4^-	10 ± 5
5,02 *	4^+		3,25	4^+	$> 70 \pm 20$			
5,07 *		—				3,44	3^-	90 ± 20
						4,42	2^-	10 ± 5
5,15 *		—	2,42	2^+	60 ± 15	4,10	5^-	10 ± 5
			1,52	2^+	30 ± 10			
5,21 *	2^+		2,75	4^+	40 ± 10			
			1,52	2^+	30 ± 5			
			3,25	(4^+)	15 ± 5			
			2,42	2^+	15 ± 5			
5,32 *		—				3,44	3^-	$> 50\pm 15$
5,35 *			0	0^+	50 ± 20			
			1,52	2^+	30 ± 10			
			2,42	2^+	10 ± 5			
			3,65	2^+	10 ± 5			

Ex. (MeV)	J π	$(^3\text{He}, d_\alpha)$	Rapports d'embranchement (en %) b)					
			Etat final de parité positive			Etat final de parité négative		
			Ex.	J π	%	Ex.	J π	%
5,38 *	a)		3,25	4 ⁺	> 50 $\pm$ 20			
5,40 *		—	2,42	2 ⁺	20 $\pm$ 10	3,44	3 ⁻	30 $\pm$ 10
						3,95	4 ⁻	50 $\pm$ 10
5,58 *		—				3,44	3 ⁻	60 $\pm$ 20
						3,95	4 ⁻	40 $\pm$ 15
5,62 *	(1 ⁻)	—	0	0 ⁺	> 80 $\pm$ 20			
5,66 *	3 ⁻	—				3,95	4 ⁻	> 70 $\pm$ 15
5,78 *		(—)	3,25	(4 ⁺)	60 $\pm$ 15			
			2,75	4 ⁺	20 $\pm$ 10			
			2,42	2 ⁺	10 $\pm$ 5			
			1,52	2 ⁺	10 $\pm$ 5			
5,80 *		(—)	0	0 ⁺	30 $\pm$ 15			
			2,42	2 ⁺	40 $\pm$ 15			
			1,52	2 ⁺	30 $\pm$ 15			
5,87 *			2,42	2 ⁺	30 $\pm$ 10	3,95	4 ⁻	30 $\pm$ 10
			1,52	2 ⁺	20 $\pm$ 10	3,44	3 ⁻	20 $\pm$ 10
5,92 *			2,42	2 ⁺	40 $\pm$ 15	3,95	4 ⁻	30 $\pm$ 10
						3,44	3 ⁻	30 $\pm$ 10
5,98 *	(3 ⁻)	—	2,75	4 ⁺	40 $\pm$ 15	3,95	4 ⁻	20 $\pm$ 10
			2,42	2 ⁺	40 $\pm$ 15			
6,10 *	(4 ⁺)		3,25	(4 ⁺)	> 60 $\pm$ 20			
6,15 *		—				3,95	4 ⁻	> 60 $\pm$ 10
10,45 c)*	5 ⁻					4,10	5 ⁻	> 60 $\pm$ 10
Autres d) niveaux.								

Les étoiles indiquent les états dont les transitions électromagnétiques n'étaient pas connues avant ce travail.

a) Pour les trois colonnes de gauche, voir le tableau B.

b) Les déterminations antérieures de rapports d'embranchement sont en bon accord avec les valeurs reportées dans le tableau (réf. 23), (réf. 45). Voir en particulier le travail de W.J. Kossler (réf. 25).

c) Les états $T = 2$ à 9,75 ; 9,85 ; 10 et 10,45 MeV ne sont pas observés par la réaction $^{42}\text{Ca}(p, p'\gamma)^{42}\text{Ca}$ à 12 MeV d'énergie incidente, et la faible statistique de l'expérience $^{41}\text{K}(^3\text{He}, d_\gamma)^{42}\text{Ca}$ ne permet pas de déterminer de façon précise leurs transitions électromagnétiques. Il apparaît toutefois que chacun de ces états a une transition appréciable vers l'état $T = 1$ de mêmes spin et parité.

d) Les états à 6,25 ; 6,45 ; 6,49 ; 6,65 ; 6,80 ; 6,91 ; 7,03 ; 7,23 et 7,39 MeV ont une transition importante (>30%) vers l'état fondamental.

Tableau H

Transitions électromagnétiques dans ^{44}Ca

Ex. (MeV)	J^π a)	Rapport d'embranchement (en %) vers l'état final Ex. (MeV), J^π b)					
		$0, 0^+$	$1, 16, 2^+$	$1, 88, 0^+$	$2, 28, 4^+$	$2, 66, 2^+$	$3, 05, 4^+$ $3, 36, (2^+)$
1, 16	2^+	100					
1, 88	0^+	< 20	> 80				
2, 28	4^+		100				
2, 66	2^+	< 10	> 90				
3, 05 *	4^+		90		10		
3, 36 *	(2^+)	< 10	> 60				
3, 58 *	(0^+)		> 70				
3, 66 * c)		(70)	(30)				
3, 67 *		(20)	(50)	(30)			
3, 73 *						> 80	
3, 93 *					40		60
4, 03 *					50		50
4, 19 *		> 80					
4, 21 *			50			10	30
4, 32 *			60			30	10
4, 37 *			40		50	10	

Ex. (MeV)	J ^π a)	Rapport d'embranchement (en %) vers l'état final Ex. (MeV), J ^π b)					
		0, 0 ⁺	1, 16, 2 ⁺	1, 88, 0 ⁺	2, 28, 4 ⁺	2, 66, 2 ⁺	3, 05, 4 ⁺ 3, 36, (2 ⁺)
4, 41 *	(3 ⁻)		60		10	30	
4, 49 *	2 ⁺		60			40	
4, 56 *	5 ⁻		> 50				
4, 59 *			60			40	
4, 66 *	2 ⁺	50	> 20				
4, 87 *		20	20	40		20	
4, 91 *	3 ⁻				> 20		
5, 24 *	(3 ⁻)		60				> 50
Autres niveaux d)							

Les étoiles indiquent les états dont les transitions électromagnétiques n'étaient pas connues avant ce travail.

a) Voir tableau C.

b) Rapports déterminés à $\pm 20\%$ près.

c) Les schémas de désexcitation des niveaux à 3,66 et 3,67 MeV sont très semblables, et la mauvaise résolution d'énergie des particules dans cette expérience (50 keV au lieu des 20-25 keV habituels) a rendu délicate l'évaluation des contributions respectives de ces deux états. Les rapports donnés dans le tableau à leur sujet sont donc très approximatifs.

d) Transitions appréciables ($>30\%$) vers l'état 2^+ à 1,16 MeV = niveaux à 5,02 ; 5,30 ; 5,37 ; 5,65 ; 5,81 ; 5,89 ; 6,27 ; 6,47 et 7,28 MeV.

Transitions appréciables ($>30\%$) vers l'état fondamental = niveaux à 5,17 ; 5,30 ; 5,81 ; 5,88 et 6,51 MeV.

Tableau I

Transitions électromagnétiques dans ^{48}Ca .

Ex. (MeV)	J^π a)	Rapport d'embranchement (en %) vers l'état final Ex. (MeV), J^π b) (réf. 1)				
		0, 0^+	3,83, 2^+	4,51, 3^-	5,26(4^-)	5,37, (4^+)
3,83	2^+	100				
4,29 c) *	0^+	< 30	> 70			
4,51 d)	3^-	20	80			
4,62 *	2^+		100			
5,15 *	5^-			100		
5,26 *	(4^-)			100		
5,32 *			80	20		
5,37 *	(4^+) 3^-		60	40		
5,74 *	(3^-) 5^-			40	60	
6,11 *				> 50		
6,35 *				> 50		
6,62 *	(1^-)	100				
6,65 *	4^+			50		50
6,69 *				30		70
6,89 *				60		40
7,03 *	(3^-)			50	50	
Autres niveaux e)						

Les étoiles indiquent les états dont les transitions électromagnétiques n'étaient pas connues avant ce travail.

a) Voir tableau D.

b) Rapports déterminés à $\pm 10\%$ près. Les propriétés électromagnétiques des trois premiers niveaux ont été étudiées à l'université Rutgers ⁽³⁸⁾ et à Strasbourg ⁽³⁹⁾.

c) Les rapports donnés en réf. (38) sont : 22 vers l'état fondamental (création de paires) et 78 vers l'état à 3,83 MeV.

d) Les rapports donnés en réf. (38) et (39) sont respectivement : 27 et 15 vers l'état fondamental, 73 et 85 vers l'état à 3,83 MeV.

e) Transitions importantes ($> 40\%$) vers l'état fondamental : états à 7,30, 7,44, 7,65, 8,04, 8,27 et 8,38 MeV.

Transitions importantes ($> 40\%$) vers l'état 3^- à 4,51 MeV : états à 7,65, 8,04, 8,24, 8,27, 8,48, 8,52, 8,58, 8,67 et 8,79 MeV.

Transitions importantes ($> 30\%$) vers l'état 2^+ à 6,82 MeV : états à 7,78, 7,95, 8,27 et 8,38 MeV.

Références Appendice B.

- (1) A. Tellez, R. Ballini, J. Delaunay and J.P. Fouan, Nucl. Phys., 1969, A127, 273.
A. Tellez, R. Ballini, C.R. Ac. Sc. 1970, 270, 628.
A. Tellez, J.P. Fouan, R. Ballini, J. Cabé et J. Delaunay, Coll. Soc. Phys. Grenoble (1970), J. Phys. 1970, C2, 172.
- (2) R. Anderson, D.F.H. Start, A.G. Robertson and M.A. Grace, I.P.P.S. Meeting, Harwell (1968).
- (3) J. Delaunay, A. Tellez, R. Ballini and J.P. Fouan, Dubna Conference on nuclear structure (1968), 149.
- (4) R. Anderson, A.G. Robertson, D.F.H. Start, L.E. Carlson and M.A. Grace, Nucl. Phys. 1969, A131, 113.
- (5) K. Yagi et al., Phys. Lett. 1964, 10, 186.
- (6) W.S. Gray, R.A. Kenefick and J.J. Kraushaar, Nucl. Phys. 1965, 67, 542.
- (7) C.R. Gruhn, T.T.S. Kuo and K. Thompson, Bull. Am. Phys. Soc. 1967, 12, 585.
- (8) D. Newton, A.B. Clegg and G.L. Salmon, Nucl. Phys. 1965, 67, 449.
- (9) M.A. Grace and A.R. Poletti, Nucl. Phys. 1966, 78, 273.
- (10) A.R. Poletti, A.D.W. Jones, J.A. Becker and R.E. McDonald, Phys. Rev. 1969, 181, 1606.
- (11) J. Saudinos et al., C.R. Ac. Sc. 1961, 252, 260.
- (12) A. Springer and B.G. Harvey, Phys. Lett, 1965, 14, 116.
- (13) E. Lippincott and A.M. Bernstein, Phys. Rev. 1967, 163, 1170.
R.J. Peterson, Phys. Rev. 1965, 140, B1479.
- (14) W.J. Kossler, Phys. Rev. 1967, 165, 1209.
- (15) D. Blum, P. Barreau and J.B. Bellicard, Phys. Lett. 1963, 4, 109.
- (16) R. Ballini, N. Cindro, J. Delaunay et J.P. Fouan. J.Phys. 1968, 29, 61-86.

- (17) J.R. Erskine, Phys. Rev. 1966, 149, 854.
- (18) K.K. Seth, J.A. Biggerstaff, P.D. Miller and G.R. Satchler, Phys. Rev. 1967, 164, 164.
- (19) H. Fuchs, K. Grabish and G. Röscher, Nucl. Phys. 1968, A129, 545.
- (20) H.P. Leenhouts, Physica, 1967, 35, 290.
- (21) K.W. Dolan and D.K. Mc Daniels, Phys. Rev. 1968, 175, 1446.
- (22) H. Lindeman, G.A.P. Engelbertink, M.W. Ockeloen and M.S. Pruys, Nucl. Phys, 1968, A122, 373.
- (23) A. Tellez, R. Ballini, J. Delaunay and J.P. Fouan, Phys. Lett. 1969, 29B, 655.
- (24) S.M. Martin, D.J. Church and G.E. Mitchell, Phys. Rev. 1966, 150, 906.
- (25) W.J. Kossler and J. Winkler, Phys. Rev. 1969, 177, 1725.
- (26) J.C. Bane, J.J. Kraushaar, B.W. Ridley and M.M. Stautberg, Nucl. Phys. 1968, A116, 580.
- (27) J.S. Forster, K. Bearpark, J.L. Hutton and J.F. Sharpey, Phys. Lett. 1968, 27B, 285.
- (28) U. Lynen, H. Oeschler, R. Sante and R. Stock, Nucl. Phys., 1969, A127, 343.
- (29) J.H. Bjerregaard et al. Nucl. Phys., 1967, A103, 33.
- (30) O. Hansen, H.B. Jensen, R. Chapman and S. Hinds, Nucl. Phys., 1969, A128, 527.
- (31) J.H. Bjerregaard and O.Hansen, Phys. Rev., 1967, 155, 1229.
- (32) L.T. Dilman, J.J. Kraushaar and J.D. Mc Cullen, Nucl. Phys., 1963, 42, 383.
- (33) A. Marinov and J.R. Erskine, Phys. Rev., 1966, 147, 826.
- (34) Lassen, Scholz and Unsöld, Phys. Lett. 1966, 20, 516.
- (35) A. Marinov, L.L. Lee and J.P. Schiffer, Phys. Rev., 1966, 145, 852.

- (38) N. Benezer-Koller, G.G. Seaman, M.C. Bertin, J.W. Tape and J.R. MacDonald, Phys. Rev. 1969, 183, 964.
- (39) S. Gorodetzky, J. Britz, P. Chevallier, B. Rabin, G. Sutter et R. Drovin, J. Phys. 1968, 29, 135.
- (40) A.E. Blavgrund, Nucl. Phys. 1966, 88, 501.
- (42) T.R. Canada, R.S. Cox, J.S. Duval, C.H. Cinex and C.M. Class, Phys. Rev., 1969, 188, 1741.
- (43) A.J. Armini, J.W. Sunier and J.R. Richardson, Phys. Rev., 1968, 165, 1194.
- (44) A. Tellez et R. Ballini, Conf. Inter. Montréal (1969).
- (45) A. Tellez, R. Ballini, J. Delaunay et J.P. Fouan, Conf. Intern. Montréal (1969).
- (46) P.M. Endt and C. Van der Leun, Nucl. Phys. 1967, A105, 1.
- (47) J.R. Mac Donald, D.F.H. Start, R. Anderson, A.G. Robertson and M.A. Grace, Nucl. Phys., 1968, A108, 6.
- (48) J.R. MacDonald, Phys.Rev.Lett., 1969, 23, 594.
- (49) F.R. Metzger, Phys. Rev., 1968, 165, 1245.
- (50) R. Kloepper, R. Day and D. Lind, Phys.Rev., 1959, 114, 240.
- (51) M. Harchol, A.A. Jaafe, J. Miron, I. Unna and J. Zioni, Nucl. Phys. 1967, A90, 459.

Vu et approuvé

Orsay, le 11 janvier 1971

Le Président de l'Assemblée Constitutive

de l'Université Paris - Sud

